



TITLE:

リモートセンシングデータとデータ同化手法を用いた沿岸流動解析モデルの検証に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

坂井, 伸一

CITATION:

坂井, 伸一. リモートセンシングデータとデータ同化手法を用いた沿岸流動解析モデルの検証に関する研究. 京都大学, 2003, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2003-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r11091>

RIGHT:

**リモートセンシングデータとデータ同化手法を
用いた沿岸流動解析モデルの検証に関する研究**

2002年9月

坂 井 伸 一

リモートセンシングデータとデータ同化手法を用いた沿岸流動解析モデルの検証に関する研究

2002年9月

坂 井 伸 一

目 次

1. 序論	1
参考文献	4
2. 衛星リモートセンシングによる広域流動解析	6
2.1 NOAA/AVHRR 熱赤外データによる流況解析	6
2.1.1 熱赤外センサーの概要	6
2.1.2 テンプレート法による流動解析	8
2.1.3 画像データ処理	11
2.1.4 テンプレート法の適用性	11
2.1.5 福島沖合流動の沿岸域への影響	21
2.2 海面高度計 TOPEX/POSEIDON による黒潮統流域の地衡流解析	27
2.2.1 人工衛星 TOPEX/POSEIDON の概要	29
2.2.2 海面力学高度の解析手順	32
2.2.3 表層漂流ブイデータ	39
2.2.4 解析結果	39
2.3 結語	47
参考文献	47
3. 海洋レーダによる沿岸流動解析	52
3.1 海洋レーダの概略および観測原理	53
3.2 HF レーダによる福島沖の表層流動解析	58
3.2.1 現地観測の概要	58
3.2.2 HF レーダの流速測定精度	60
3.2.3 福島沖の流動特性	63
3.3 VHF レーダによる伊勢湾湾奥部の表層流動解析	76
3.3.1 現地観測の概要	76
3.3.2 VHF レーダの流速測定精度	76
3.3.3 伊勢湾北部海域の流動特性	86
3.4 DBF レーダによる伊勢湾北部海域の表層流動解析	96

3.4.1	DBF レーダの概略	96
3.4.2	現地観測の概要	100
3.4.3	DBF レーダの観測精度	102
3.4.4	伊勢湾湾奥部の鉛直流動構造	102
3.5	結語	106
	参考文献	109
4.	データ同化手法による3次元沿岸流動解析	111
4.1	データ同化手法の概説	112
4.1.1	ブレンディングとナッジング	112
4.1.2	最適内挿法	113
4.1.3	最適線形不偏推定理論 (BLUE)	114
4.1.4	カルマンフィルター	116
4.1.5	変分法	118
4.2	伊勢湾3次元データ同化モデル	121
4.2.1	データ同化モデルの基礎式	121
4.2.2	計算条件	123
4.3	解析結果	127
4.3.1	表層流動場の推定結果	127
4.3.2	中層から底層にかけての流動推定結果	130
4.4	結語	145
	参考文献	146
5.	データ同化手法による実海域鉛直渦動粘性係数の評価	149
5.1	アジョイント法	150
5.2	鉛直1次元アジョイント同化モデル	153
5.2.1	データ同化モデルの基礎方程式	154
5.2.2	降下法	159
5.3	双対実験結果	159
5.3.1	制御変数の初期値の影響	160
5.3.2	同化時間間隔の影響	163
5.3.3	同化空間間隔による影響	163
5.3.4	同化期間による影響	163

5.4 福島沖における同化計算結果	166
5.4.1 現地観測の概要およびデータ処理	166
5.4.2 鉛直渦動粘性係数の推定結果	166
5.5 結語	170
参考文献	171
6. 結論	173
謝辞	177

1. 序論

大小約 6,800 の島々から構成される我が国は、四方が海に囲まれ、海岸線の総延長は地球一周約 40,000km にも匹敵する約 34,000km に達し、国土面積に比べて非常に長い海岸線を有している。加えて、国土の約 7 割が山地という地理的条件も重なり、人々の活動拠点は海沿いの平地部に集中し、沿岸域では、工業、エネルギー産業、情報産業、物流、レジャー産業、漁業など主要な産業が発達している。近年では、潤いのある水辺空間の創出など自然共生型の社会資本整備といった面での沿岸開発・整備も進められており、沿岸環境の理解とその保全に努めることは、重要な課題である。

沿岸環境を考える上で、海域の流動現象は、主要な産業における海上交通や海水浴場等マリンレジャー施設に対して大きな影響を及ぼすばかりでなく、生態系の変動や水質問題を考える上でも重要となってくる。また、工業用水として海水を利用するケースも多く、例えば、火力・原子力発電所では、熱エネルギーを電気エネルギーに変換させる過程で発生する損失熱エネルギーを、海水に吸収させて海域へ再放出する Once Through 方式を採用しているため、放出される温排水の拡散影響範囲を予測・モニタリングすることが義務づけられている（発電所に係る環境影響評価の手引き, 1999）。この場合、沿岸域の海域流動場は、温排水の拡散範囲に大きな影響を及ぼすため、その実態把握が非常に重要となる。しかしながら、沿岸流動構造は、海域毎に特有な地形・地質の影響を受け、また季節変化や日変化も激しいため、その実態把握には計画的かつ長期的な観測が必要となってくる。さらに、近年問題となっている地球温暖化現象が沿岸環境へ及ぼす影響を考える上で、外洋域の流動構造の変化が沿岸流動に影響すると考えられるため、より広域的な視点から沿岸流動構造を把握することが重要となる。

これまで海域の流動観測に対しては、船舶やブイなどによるスポット観測的な観測手法が用いられてきたが、これらの手法は天候による影響を受けやすく、また船舶航行の障害になりやすいため、計画的・長期的な計測が難しく、加えて観測に要するコストが高いといった問題がある。このような従来型の観測手法に対し、広範囲を定期的かつ繰り返し観測できる手法としてリモートセンシング技術がある。特に、人工衛星によるリモートセンシングは、近年高性能なセンサーが次々に開発され、またそれらの観測データの多くは安価に入手できるため、現在では多くの研究分野に活用されている。衛星リモートセンシングの観測データは、その時空間的な特性から、空間スケールが中～大規模の現象解明に適しており、地球規模の海洋循環や、中規模渦の挙動、沿岸流動に影響を及ぼす黒潮や親潮といった海流の挙動などが対象として挙げられる。ただし、現状では海域流動を直接観測できるセンサーが存在しないため、何らかの方法を用いて、別の物理量から間接的に流速成分を推定する必要がある。例えば、同一海域において時間的に連続する熱赤外画像から水塊の移動速度を推定する方法や、海面高度から地衡流を推定する方法、マイクロ波散乱計による海上風情報から吹送流を推定する方法などが挙げられる。

一方、時空間分解能の面から衛星リモートセンシングのデータの利用が難しい沿岸近傍域の流動観測に対しては、1980 年代後半から我が国でも本格的に研究が開始された海洋レーダが有望で

ある。海洋レーダは、海面に電波を照射し、その電波に対して共鳴散乱する海面波からの反射信号を受信することによって、ドップラー原理により海表面の流速分布を測定する陸上リモートセンシングである。我が国では、1988年に(独法)通信総合研究所が国内初の海洋レーダとなるHF(High Frequency)レーダを開発した。HFレーダは、HF帯の電波を採用し、約50km沖までの表層流速を1.5km間隔で観測する装置で、これまでに実施された現地観測結果から、流速測定装置としての基本的な原理は確認されている(井口ら, 1989; 大野ら, 1989)。1996年には、国際航業株式会社が、VHF(Very High Frequency)帯の電波を採用したVHFレーダを開発した(徳田ら, 1997)。VHFレーダは近海仕様の海洋レーダで、HFレーダに比べて観測範囲が約25kmと狭くなるが、空間分解能が0.5kmと向上している。2001年には、(財)電力中央研究所が、同じくVHF帯を用いたDBF(Digital Beam Forming)レーダを開発した(坂井ら, 2002)。従来の海洋レーダが1シーンの観測を行うのに1~2時間要するのに対し、DBFレーダは、信号処理の段階で任意の方向の受信電波を形成するDBF技術を採用したことにより、15分という短時間観測を実現している。

これまでに述べたリモートセンシングによる観測データを、より効果的に利用する数値解析手法として、データ同化(data assimilation)がある。データ同化は、観測データを数値モデルに取り込むことによって、数値予報・予測モデルの解析精度に大きな影響を及ぼす初期場の改善や、観測データのない領域におけるモデル推定値の精度向上、ならびに数値モデル内の不確定なパラメータや境界条件の推定精度を向上させることができる(Ghil and Malanotte-Rizzoli, 1991)。データ同化の手法としては、比較的取り扱いが容易なナッジングやブレンディングなどの手法から、統計的なアプローチによる最適内挿法、およびカルマンフィルターや変分法といった高度なものまで多くの手法が提案されている。ナッジングなどの簡易な手法は、モデル変数の多い大規模なモデルへの適用が容易なため、多くの適用事例がある(例えば、Holland and Malanotte-Rizzoli, 1989)。他方、カルマンフィルターや変分法といった同化手法は、同化の際に力学法則を厳密に満たしながら解の精度向上を図れるといった利点があるものの、計算負荷が大きく、またモデル変数が多くなると解析結果の評価が難しくなるため、現状では1.5層モデルや混合層モデルなど変数の数が比較的少ない力学モデルに適用されている場合が多い(例えば、Ishikawa *et al.*, 2001など)。このようにデータ同化手法は、解析に用いる同化データの特性と力学モデルの計算負荷などのバランスを考えて、最適な手法が用いられる(淡路ら, 2001)。

データ同化手法は、もともと天気予報などの気象分野において研究が開始されたものであるが、近年衛星リモートセンシングのデータが整備されてきたことを受け、海洋分野の研究においても取り入れられるようになってきた。ただし、観測データは衛星リモートセンシングのデータが主であるため、その研究対象のほとんどが、地球規模の海洋現象を対象としたものであり(例えば、Brasseur and Nihoul, 1994)、沿岸流動を対象とした研究事例は極めて少ない。しかしながら、先に述べた海洋レーダの登場により、海洋レーダのデータを同化モデルに取り入れ、3次元沿岸流動場を推定することも可能となってきた(例えば、Lewis *et al.*, 1998; Shen and Evans, 2001)。また、先に述べた温排水問題においては、大容量の水中放水や表層放水と水中放水が隣接するよう

なケースを対象に、3次元温排水拡散予測モデルが開発されているが(例えば、仲敷ら, 1996; 坂井ら, 1997), 解析結果に大きな影響を及ぼす海域流動場の鉛直渦動粘性係数や鉛直渦動拡散係数は、観測データから直接評価することが困難であり、このような不確定なモデルパラメータをデータ同化によって推定することは非常に有効と考えられる。

以上述べたように、人工衛星および海洋レーダなどのリモートセンシングによって、広域の沿岸流動を計画的・長期的に観測することが可能となってきた。また、データ同化手法によって、リモートセンシングデータを効果的に活用し、3次元流動場や不確定なモデルパラメータを精度良く推定することが可能となってきた。ただし、これまでに衛星リモートセンシングデータによって間接的に求められた流動結果を、他の観測結果と比較して手法の妥当性を検討した研究事例は少なく、また海洋レーダについても、その基本的な観測原理は確認されているものの、観測事例はまだ十分とは言えない。一方、データ同化手法についても、実海域における3次元流動場や鉛直渦動粘性係数など不確定なモデルパラメータを実際に推定し、その妥当性を評価した研究事例は少ない。

本研究の目的は、人工衛星と海洋レーダのリモートセンシングデータによる広域沿岸流動解析、ならびにリモートセンシングデータとデータ同化手法を用いた沿岸流動解析モデルによる解析を行い、他の観測データ等との比較から解析手法の妥当性について検討するとともに、得られた解析結果を通じて未解明な広域流動現象についての理解を深めることにある。以下に、本論文の構成をまとめる。

第2章では、衛星リモートセンシングデータを用いた広域流況解析手法、ならびに実データを用いた解析結果について述べる。まず、NOAA/AVHRRの熱赤外バンドの連続画像を用いて数km～数10kmスケールの水塊の移動速度を推定する手法を提案し、実海域の解析結果と沿岸近傍の流速データとを比較して、手法の妥当性について評価するとともに、衛星による時系列画像から推定した広域流況と沿岸流動場との関連性について検討する。次に、海面高度計 TOPEX/POSEIDONのデータを用いて、外洋域の地衡流解析を実施した結果について述べる。海面高度計の観測データから海流に寄与する海面力学高度を求める場合、観測データから等重力ポテンシャル面であるジオイド成分を差し引かなければならないが、現状のジオイドデータは精度が十分でないため、観測データから直接海面力学高度を求めることはできない(柴田・北村, 1990; 今脇・市川, 1990)。本研究では、海域を黒潮および黒潮続流域に限定して、ジオイドデータを用いずに海面力学高度を推定する新たな手法を提案するとともに、得られた結果を、既往の海上観測結果や表層漂流ブイの観測結果と比較して手法の評価を行った。

第3章では、我が国に存在する3種類の海洋レーダを用いた沿岸流動観測の解析結果について述べる。観測対象とした海域は外海に面する福島沖合と大河川が流入する伊勢湾北部海域の2箇所である。福島沖の海域においては、50km程度までの観測が可能なHFレーダを用い、伊勢湾北部海域においては、HFレーダより高い空間分解能で25km程度までを観測できるVHFレーダ、およびDBFレーダを用いた。解析にあたり、海洋レーダの観測結果と従来の流速計による観測結果

とを比較し、海洋レーダの測定精度と適用性、ならびに得られた観測データから広域流動場の時・空間変動特性について検討する。

第4章では、潮汐、河川、風を外力とする伊勢湾北部海域の3次元流動モデルを用いて、海洋レーダの観測データを同化する4次元データ同化モデル(空間3次元+時間)を構築し、3次元沿岸流動場の時間変動について解析する。同化データは、短時間観測が可能なDBFレーダの観測データを用い、数10分~1時間程度の時間スケールの流れ場を解析対象とした。3次元沿岸流動モデルでは、モデル変数が多いため、データ同化手法としては取り扱いが容易なナッジングを用いた。データ同化モデルによる推定結果を、観測期間中に得られた流速計による観測結果と比較し、手法の妥当性について検討する。

第5章においては、福島沖合を対象に、鉛直1次元非定常エクマン流に対するモデルパラメータ推定のためのデータ同化モデルを構築し、同化モデルの基本特性の検討、ならびに実海域における鉛直渦動粘性係数と海面抵抗係数を推定し、その妥当性について検討した結果を述べる。同化モデルは、第3章で述べるHFレーダおよび流速計による観測結果を同化データとして用い、同化手法は変分法的一种であるアジョイント法を用いた。推定したモデルパラメータを、過去の知見などと比較し、アジョイント法によるパラメータ推定の有用性について検討する。

最後に、第6章において、本研究で得られた成果についてのとりまとめる。

参考文献

- Brasseur, P. P. and J. C. J. Nihoul (1994) : *Data Assimilation: Tools for Modelling the ocean in a Global Change Perspective*. NATO ASI Series, 253p.
- Ghil, M. and P. Malanotte-Rizzoli (1991) : *Data assimilation in meteorology and oceanography*, Advances in Geophysics, 33, 141-266.
- Holland, W. R., and P. Malanotte-Rizzoli (1989) : *Along-track assimilation of altimeter data into an ocean circulation model : Space versus time resolution studies*, J. Phys. Oceanogr., 19, 1,507-1,534.
- Ishikawa, Y., T. Awaji and N. Komori (2001) : *Dynamical initializing for the numerical forecasting of ocean surface circulations using a variational assimilation system*, J. Phys. Oceanogr., 31, 75-93.
- Lewis, J. K., I. Shulman and A. F. Blumberg (1998) : *Assimilation of Doppler radar current data into numerical ocean models*, Continental Shelf Res., 18, 541-559.
- Shen, C. Y. and E. Evans (2001) : *Surface-to-subsurface velocity projection for shallow water currents*. J. Geophys. Res., 106, C4, 6,973-6,984.
- 淡路敏之, 池田元美, 蒲地政文, 久保田雅久 (2001) : データ同化はなぜ必要か, 月刊海洋, 33(2), 65-68.
- 井口俊夫, 梅原俊彦, 大野裕一, 野崎憲朗 (1989) : 電波と光リモートセンシング - 衛星および地上

- 観測その1, 通信総合研究所季報, 35(176), 387-397.
- 今脇資郎, 市川香 (1990) : GEOSAT 海面高度計データから求めた日本近海の海面変動, 月刊海洋, 22(9), 540-545.
- 大野裕一, 井口俊夫, 梅原俊彦, 野崎憲朗 (1989) : 短波海洋レーダを用いた海流観測, 海洋調査技術, 1(2), 55-60.
- 坂井伸一, 松梨史郎, 仲敷憲和, 坪野考樹, 丸山康樹 (1997) : 3次元 $k-\epsilon$ モデルによる沿岸域における水平重力噴流の計算, 水工学論文集, 41, 303-310.
- 坂井伸一, 平口博丸, 松山昌史, 坪野考樹, 森信人, 杉山陽一, 藤井智史, 佐藤健一, 松岡建志 (2002) : 短時間観測が可能なデジタルビームフォーミング方式による沿岸海洋レーダの開発, 海岸工学論文集, 49(投稿中).
- 柴田彰, 北村佳照 (1990) : 衛星による海面水位の観測, 月刊海洋, 22(11), 669-672.
- 徳田正幸, 村上和男, 渥美泰彦, 永松宏 (1997) : VHF 沿岸海洋レーダの開発と流れ観測, 海岸工学論文集, 44, 1,276-1,280.
- 仲敷憲和, 松梨史郎, 坂井伸一, 丸山康樹 (1996) : 水平方向に放出された重力噴流の拡散挙動について, 水工学論文集, 40, 537-542.
- 発電所に係る環境影響評価の手引き (1999) : 資源エネルギー庁編, 電力新報社, 758p.

2. 衛星リモートセンシングによる広域流動解析

沿岸部の流況は、各海域特性による違いはあるものの、海岸・海底地形、河川流入、気象・海象条件、ならびに外洋域の沖合流況など様々な要因が関与し合っており、これらの影響を検討することは、沿岸流況のメカニズムを解明していく上で重要となる。本章では、これらの要因のうち、沖合流況が沿岸流況に及ぼす影響を取りあげ、衛星リモートセンシングのデータを用いた広域流況解析を実施した結果について述べる。

我が国周辺海域で見られる黒潮や親潮などは、昔からの船上観測などによってその存在が知られているが、現象の規模が大きいため未だ不明な点も多い。このような広域に及ぶ海洋現象の解明に当たっては、衛星リモートセンシングのデータが有用である。衛星リモートセンシングのデータを用いて広域流況を推定する手段としては、2つのアプローチが考えられる。1つは、観測頻度、測定分解能とも高く、現在様々な分野で最も汎用的に利用されている熱赤外センサーの海面水温 (SST: Sea Surface Temperature) 分布を用いて、その変動と流動場との関係を調べる間接的なアプローチである。もう一方は、マイクロ波センサーによって、波高、海上風、海面粗度、海面高度などの流動に直接関与する物理量を観測するアプローチである。前者は、主に時間スケールが短く非地衡流成分が卓越するような比較的沿岸に近い沖合流況の推定に有効な手段であり、後者は、主に地衡流近似が成り立つような外海域の時空間スケールが大きい流動現象の推定に有効である。本章では、第1節において前者の手法によって沖合流況を推定した結果について述べる。第2節では、後者の手法を用いて黒潮および黒潮続流域の地衡流推定結果について述べる。

2.1 NOAA/AVHRR 熱赤外データによる流況解析

2.1.1 熱赤外センサーの概要

現在、運用されている熱赤外センサーを持つ主要衛星の比較を表2.1に示す。LANDSATは、米国のNASA(航空宇宙局)が1972年に初めて打ち上げた地球観測衛星であり、1982年のLANDSAT4号から熱赤外バンドを持つTM(Thematic Mapper)センサーが搭載されている。現在稼働中のLANDSAT7号からは、TMをさらに改良したETM+(Enhanced Thematic Mapper Plus)が搭載されており、地球観測衛星の熱赤外センサーでは、最も高い空間分解能を有している。LANDSAT/TMは、観測の歴史が長いことと、過去においては120mという最も高い空間分解能だったことから、その特性を活用して海域から陸域までの多くの研究に利用されており、発電所から放出される温排水のモニタリングに対する実用性についての研究などにも用いられている (Sakai *et al.*, 1993)。同じく米国のNASAが打ち上げた気象衛星NOAAに搭載されているAVHRR(Advanced Very High Resolution Radiometer)は、広範囲を短い周期で観測する定常的な気象業務に用いられている衛星であり、現在はここに挙げた15号だけでなく14号も同時に運用されており、夜間も含めると1日に同一地点のデータを4シーン取得している。また、温度分解能は0.12Kと現状の熱赤外センサーの中で最も分解能が良く、熱赤外バンドを2つ持っているため、後述する重回帰の基づくスプリットウィンドウ法などによって、大気補正を行えるという点も大きなメリットである。最後に挙

げた ASTER は、日本の通産省が米国 NASA の EOS(Earth Observing System) 計画へ参加して開発されたセンサーで、地球観測プラットフォーム TERRA に搭載されたセンサーの中の 1 つである。ASTER の熱赤外放射計 TIR(Thermal Infrared Radiometer) は、5 バンドの熱赤外チャネルがあり、各チャネルのデータを組み合わせることにより、他の熱赤外センサーに比べてより正確な大気補正が期待できる (Matsunaga and Rokugawa, 1994)。ここに挙げたいずれの衛星も太陽同期準回帰軌道であるため、ほぼ全球の範囲において同一地点を一定周期で観測することができ、また常に各地点で観測時の太陽入射角が一定となるため、地球表面からの放射・反射を正確に観測できることになる。また、ここには挙げていないが、赤道 140° E に位置する静止気象衛星ひまわりに搭載されている VISSR(Visible and Spin Scan Radiometer) も 10.5 μ m~12.5 μ m の熱赤外バンドを 1 つ有し、1 時間おきに頻度の高いデータを取得しているが、空間分解能が 5km と粗いため、海洋流動を詳細に捉える目的には向いていない。

表 2.1 熱赤外センサーを持つ主要衛星の諸元

衛星／センサー	LANDSAT-7/ETM+	NOAA-15/AVHRR	ASTER/TIR
開発機関	NASA	NASA	MITI
打ち上げ	1999.4	1996.9	1999.12
軌道型	太陽同期準回帰	太陽同期準回帰	太陽同期準回帰
軌道高度	705 km	720 km	705 km
軌道傾斜角	98.2 °	98.5 °	98.2 °
周期	98 分	100 分	98 分
回帰日数	16 日	1 日	16 日
			ch10 : 8.125-8.475 μ m
			ch11 : 8.475-8.825 μ m
熱赤外波長	ch6 : 10.4-12.5 μ m	ch4 : 10.3-11.3 μ m ch5 : 11.5-12.5 μ m	ch12 : 8.925-9.275 μ m ch13 : 10.25-10.95 μ m ch14 : 10.95-11.65 μ m
空間分解能 (直下点)	60 m	1.1 km	90 m
走査幅	180 km	3,000 km	60 km
温度精度 (NE Δ T)	0.5 K	0.12 K	0.3 K

ここで、熱赤外センサーによる SST の検出原理を示す (水鳥ら, 1991)。すべての物体は、電磁波を放射しており、その放射エネルギーは、物体の温度と観測波長の関数となり、特定の波長帯でその放射エネルギーを測定すれば、そこから物体の温度を求めることができる (プランクの法則)。このとき、衛星が観測する放射強度は、次のように書ける。

$$I(\lambda) = \varepsilon(\lambda)B(\lambda, T_S)\tau(\lambda, P_S) - \int_0^{P_S} B(\lambda, T) \frac{\partial \tau(\lambda, p)}{\partial p} dp + \{1 - \varepsilon(\lambda)\}R(\lambda)\tau(\lambda, P_S) \quad (2-1-1)$$

ただし、 $I(\lambda)$: 衛星が観測する波長 λ の放射強度、 $\varepsilon(\lambda)$: 波長 λ における海面の放射率、 $B(\lambda, T)$: 温度 T に対するプランクの黒体放射関数、 $\tau(\lambda, p)$: 気圧 p のレベルから衛星までの大気透過関数、 $\{1 - \varepsilon(\lambda)\}R(\lambda)$: 大気のあらゆる方向から海面に届いた放射のうち衛星方向に反射された放射強度、添字 S は海面での値を示す。右辺第 1 項は大気を透過した地表対象物からの放射成分、第 2 項は大気からの放射成分、第 3 項は太陽および大気からの放射成分が海面で反射されてきた成分である。熱赤外センサーで用いられるバンドは、いわゆる「大気の窓」と呼ばれる透過率の大き

い(水蒸気による吸収の影響の少ない)波長帯であるため、上記右辺第3項は他の項と比べて無視できる程度に小さくなる。よって、観測値から SST の情報を得るためには、大気からの放射および大気を透過する際の減衰に関する大気補正が重要となる。ただし、大気補正は、大気中の水蒸気やエアロゾルの量によって変化するため、理論的なモデルに大気の観測データを併用させる方法や実測データ (sea truth data) を用いて回帰式から経験的に補正する方法などが提案されているものの、汎用的な補正方法は確立されていない。現在では、後者の方法であるスプリットウィンドウ法の一種の MCSST(Multi Channel Sea Surface Temperature) 法が、一般的に用いられている (McClain *et al.*, 1985)。ただし、MCSST 法は、用いる補正係数が米国周辺の観測データに基づいたものであるため、日本近海に適用する場合には注意が必要である。

2.1.2 テンプレート法による流動解析

SST 分布から流れ場を客観的に推定する手法としては、以下のものが考えられる。

1. SST の単一画像から海面勾配を推定し、地衡流速を求める方法
2. 観測時間の違う 2 シーンの画像から、海面の温度の保存式を基に移流成分を求める方法
3. 観測時間の違う 2 シーンの画像から、水塊の移動を追跡してその移動速度を求める方法

1 の方法は、表層の密度変化が温度変化のみによると仮定し、表面の水温勾配から傾圧成分の地衡流速を求める方法であり、海流など大規模な流れの解析に適した手法である (香西・土屋, 1989)。ただし、SST の勾配を海面勾配に変換する関数の定義に任意性が大きいという問題がある。近年は、本章第 2 節で述べるように、衛星高度計による高精度の観測データが取得されているため、地衡流の推定に 1 の手法が用いられることは少ない。ただし、高度計データは軌道に沿った点データの集合であるため、面的な海面勾配を推定する際の補足的な手法としては有効と考えられる。2 と 3 の方法は、1 とは逆に沿岸域などにおいて重要となる非地衡流成分を解析する手法である。2 の方法では、温度の保存式に対して、温度の時間変化項を 2 つの連続画像から求め、同じく温度の水平勾配を単一画像、または 2 つの画像の平均から求めることによって、温度勾配方向の移流成分を求めるインバース法が知られている (Vastano and Reid, 1984; Kelly, 1989)。ただし、この方法では、水平拡散係数の与え方によって解析結果が左右されるといった問題がある。3 の方法は、いわゆる画像処理におけるパターン・マッチングのことで、MCC(Maximum Cross-Correlation) 法やテンプレート法と呼ばれている (Emery *et al.*, 1986; Kamachi, 1989)。この手法は、基準となる画像上にテンプレート(水塊)を設定し、同一地点において時間的に連続する次の画像上で、テンプレートの移動先を相関法によって求め、画像間の時間差から水塊の移動速度を求める方法である。ただし、テンプレートのサイズによって解が左右されるといった問題がある。また、2 と 3 の手法では、テンプレート内の水塊の温度分布は変化しないことを前提としているため、連続する画像の時間差が短くなくてはならない。

本研究では、以上述べた推定方法のうち、3 のテンプレート法を観測頻度が最も高い NOAA/AVHRR の観測データに適用し、沖合流況を推定する。また、沖合流況が沿岸流動場に及ぼす影響につい

て考察するとともに、テンプレート法の解析結果と沿岸流動観測結果とを比較し、手法の妥当性について検討する。なお、本手法によって推定される水塊の移動速度は、主に移流成分によるものである。ただし、外洋域においては、地衡流調節に伴う水温フロントの変動や風等外力の変化に伴う時間変化の影響も含まれると考えられる。これらの成因を分離することは困難なため、本研究では対象海域毎に水塊の移動に寄与する物理的な主成分を考えることとした。よって、得られる水塊の移動速度は、流速計等でスポット的に測定される流速値とは違い、画像間の時間差および画素間の距離などから、巨視的な流況として捉えられる必要がある。

以下に、テンプレート法の概略を述べる(坂井・水鳥, 1992)。テンプレート法は、トレーサーを用いた水理実験などにおける画像処理の一方法としても用いられており(例えば、西村・武若, 1988; 牛島ら, 1989)、熱赤外画像を用いる場合のトレーサーは海面水温となる。その際、 $t = t_0$ の初期画像上に水塊としてテンプレートを設定し、次画像上においてその水塊がどこへ移動したかを相関法によって決定する(図 2.1)。その際、テンプレート内の水温パターンが2つの画像の時間差内において、伸縮やずりといった変形は起こさず、並進または回転運動のみを行うと仮定する。ただし、このような仮定においても、流体場の拡散現象により、テンプレート内の水温パターンが変化することが予想されるが、本研究で取り扱う24時間以内の画像間隔であれば、拡散の効果が水温分布の変化に及ぼす影響は小さいため(蒲地, 1988)、本研究では拡散による水塊の変化は無視した。相関解析に当たっては、テンプレートを正方形として、以下の2次元のピアソンの積率相関係数を用いた。

$$R(r_0, r_1) = \frac{\sum_i^n \sum_j^n (f_{i,j} - \bar{f})(g_{i,j} - \bar{g})}{\sqrt{\sum_i^n \sum_j^n (f_{i,j} - \bar{f})^2} \sqrt{\sum_i^n \sum_j^n (g_{i,j} - \bar{g})^2}} \quad (2-1-2)$$

$$\bar{f} = \frac{1}{n^2} \sum_i^n \sum_j^n f_{i,j}, \quad \bar{g} = \frac{1}{n^2} \sum_i^n \sum_j^n g_{i,j} \quad (2-1-3)$$

ここで、 $n \times n$:テンプレートのサイズ、 $f_{i,j}$:初期画像における輝度温度、 $g_{i,j}$:次画像における輝度温度、 r_0 :初期画像におけるテンプレートの中心位置、 r_1 :次画像におけるテンプレートの中心位置である。以上の相関係数を、次画像の対象領域において計算し、最も相関係数が高かった点を水塊の移動先と特定する。その位置 r_1 が決まれば、次式によって、水塊の移動速度 U を求めることができる。

$$U(r_0) = \frac{|r_1 - r_0|}{t_1 - t_0} \quad (2-1-4)$$

回転運動を考慮した場合の解析手順を図 2.2 に示す。この場合、時計回りを正の回転方向として、初期画像上のテンプレートをまず回転させ、回転したテンプレート(座標)上の水温分布を観測値から線形内挿によって求め、求めた水温分布を再び元の座標上に置き換え、そのテンプレートの移動を次画像上で求める。よって、角度 θ で座標変換した場合に最も相関が高い場合は、次画

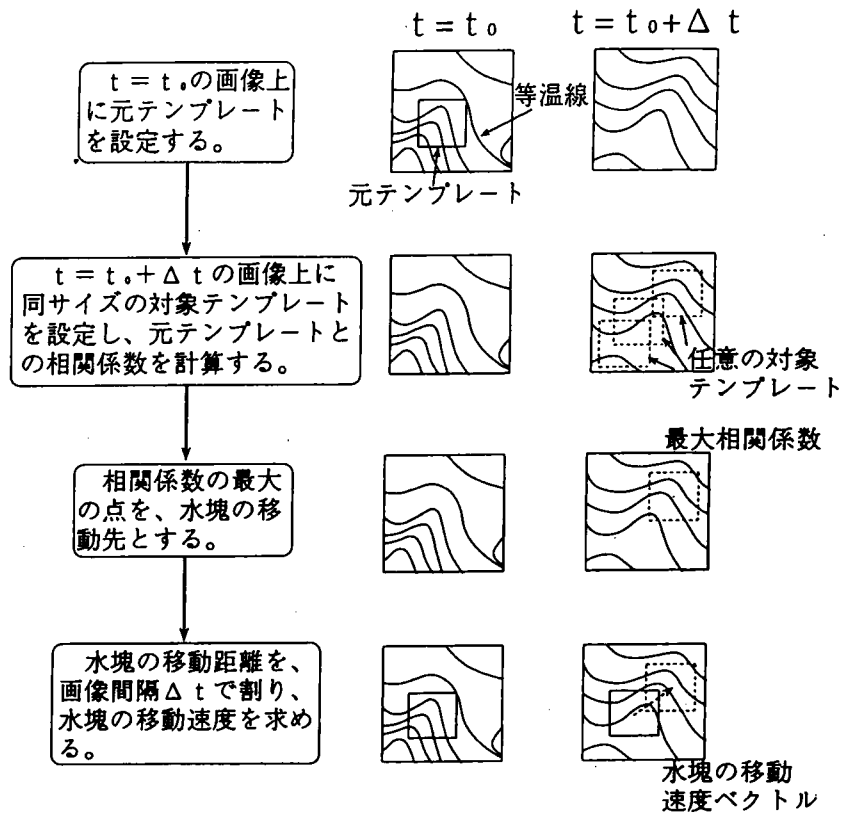


図 2.1 テンプレート法の概念図（並進運動のみ）

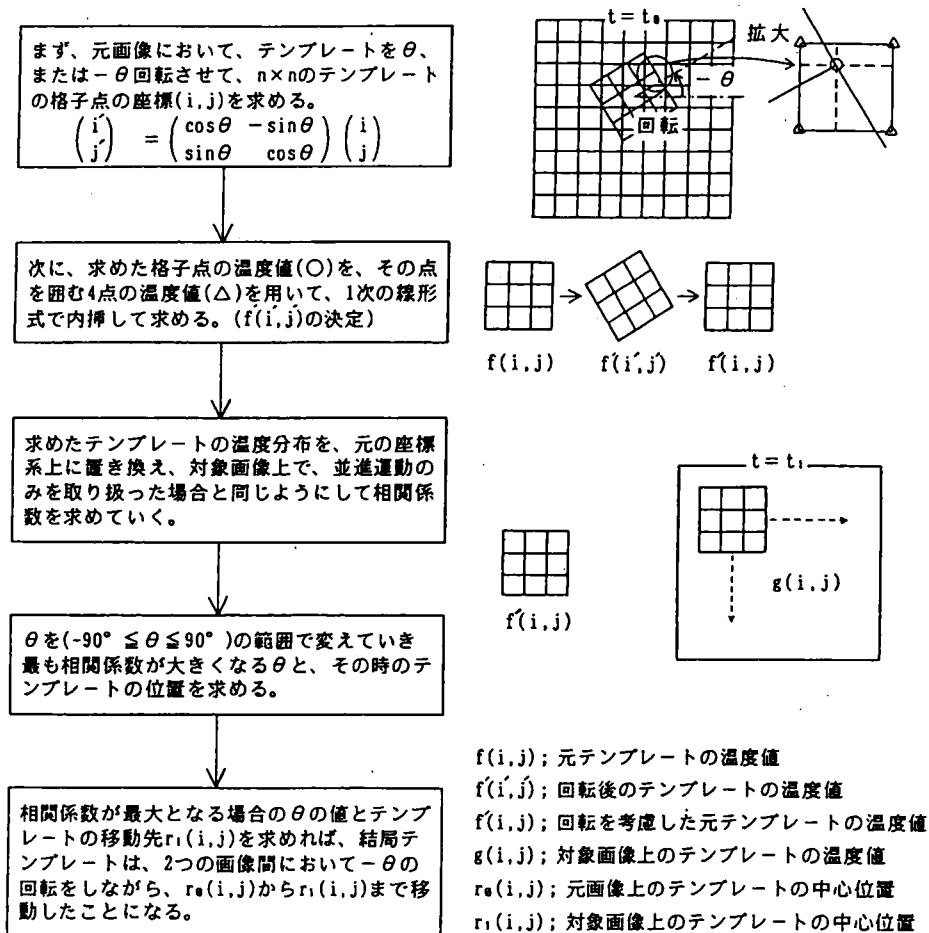


図 2.2 回転運動を考慮した場合のテンプレート法の概念図

像において $-\theta$ 回転して移動していることになる。

2.1.3 画像データ処理

解析に用いた NOAA/AVHRR のオリジナル画像データは、空間分解能 1.1km の HRPT(High Resolution Picture Transmission) データである。HRPT データは、(財)日本気象協会より磁気テープに収録された形で一般に購入できる。オリジナル画像データに対する画像処理のフローを図 2.3 に示す。まず、オリジナルデータに対して、放射量補正を行い輝度温度値に変換する。輝度温度とはセンサーが特定の波長において物体の熱放射を測定した分光放射輝度に対する黒体の温度のことで、輝度温度に大気補正と観測対象の放射率補正を行うことによって、対象物の真の温度を求めることができる。大気補正は、SST の絶対水温を推定する上で最も重要であるが、2.1.1 で述べたように現状では実測値によるキャリブレーションデータを用いない限り困難である。テンプレート法では、相対的な水温パターンの変動を追跡するため、絶対水温はあまり重要とはならない。よって、大気補正は行わず、NOAA/AVHRR の ch4 の輝度温度データをそのまま解析に用いた。境田・川村(1990)は、日本周辺海域においては、NOAA/AVHRR の ch4 の輝度温度データの値は、実測したシー・トゥルースが高温になるほど相対的に低くなってしまいう傾向にあり、シー・トゥルースが 20℃付近で約 3℃、30℃付近で約 10℃低下すると指摘している。この場合、同一画像内で水温のダイナミックレンジが 20℃~30℃の範囲に及ぶと、何らかの回帰式を用いない限り、相対水温を再現できなくなる。しかし、本研究で対象とした海域では、衛星データ取得時の SST が 20℃未満であったので、ch4 の輝度温度値をそのまま解析に用いた。NOAA/AVHRR は、衛星軌道直下に対して片側 55.4° ずつスキャンしながら飛行し、1 シーンのデータ取得範囲は経度方向 3,000km、緯度方向 4,500km の範囲を捉えている(ノア衛星データ利用ハンドブック, 1992)。そのため、解析したい海域は通常幾何学的に歪んだものとなっているため、半島の岬や、島など目印になる位置を基準点(GCP: Ground Control Point)として歪みを補正する幾何補正を行う必要がある。また、地図投影法としてメルカトル図法を用い、必要に応じて解析画像をニアレストネーバー法により拡大して解析した。

2.1.4 テンプレート法の適用性

テンプレート法を熱赤外画像に適用して水塊の移動速度を求める場合、(1) テンプレートのサイズ、(2) テンプレートを設定する位置、(3) テンプレートに用いる画像の時間間隔、および(4) テンプレートの回転を考慮するか否かなどの要因が、解析結果に影響してくる。(1)と(2)は、ターゲットとする水塊の取り方に関係する。ここでは、表 2.2 に示す NOAA/AVHRR の熱赤外データを用いて、これらの影響について考察する。

まず、表 2.2 の熊野灘を対象とした No.1 と No.2 の約 24 時間間隔のデータを用いて、(1) テンプレートのサイズ、および(2) テンプレートを設定する位置が解析結果に及ぼす影響について検討する。テンプレートの最小単位(1 ピクセル間の距離)は、切り出す画像の拡大率によって変わり、No.1 と No.2 のデータでは画素間の距離は 0.35km である。図 2.4 にテンプレート法を適用した熊野灘海域の NOAA/AVHRR 熱赤外画像、図 2.5 に同海域の水深図を示す。図 2.4 におけるコンター

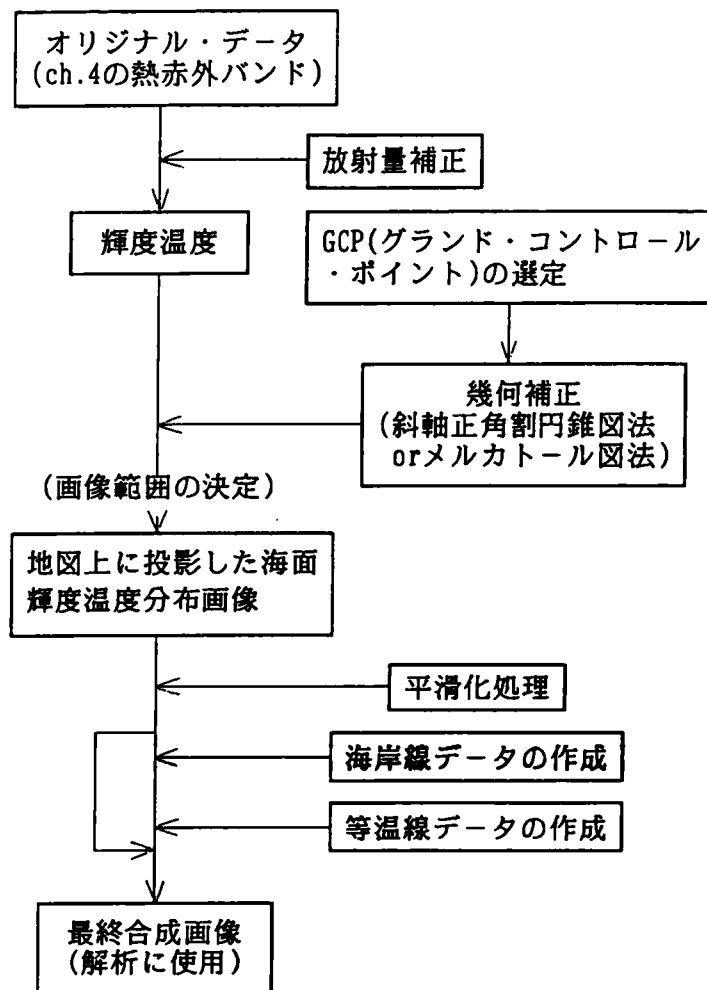


図 2.3 NOAA/AVHRR データの画像処理のフロー

表 2.2 テンプレート法に用いた NOAA/AVHRR の熱赤外データ

Data No.	観測時刻 (JST)	画像切り出し範囲	
		北緯	東経
1	1988.11.07 08:03	33° 52' ~ 35° 30'	136° 00' ~ 138° 00'
2	1988.11.08 07:41	33° 52' ~ 35° 30'	136° 00' ~ 138° 00'
3	1988.04.14 19:36	38° 00' ~ 43° 00'	127° 20' ~ 134° 10'
4	1988.04.15 07:55	38° 00' ~ 43° 00'	127° 20' ~ 134° 10'
5	1988.04.15 19:13	38° 00' ~ 43° 00'	127° 20' ~ 134° 10'



図 2.4 テンプレート法を適用した熊野灘海域の熱赤外画像



図 2.5 熊野灘海域の海底地形

の間隔は、0.25℃である。本海域は、沖合にかけて緩やかに大陸棚が発達している。伊良湖水道付近では、熱塩フロントや潮汐フロントなどの沿岸フロント、および大陸棚にかけての陸棚フロントの存在が知られており、陸棚フロントに対する沖合からの黒潮分枝流の影響が認められている(柳・篠原, 1997; 関根, 1999)。解析した11月7日から8日にかけては、伊良湖水道沖の熊野灘から遠州灘にかけて北東方向に進行する黒潮系暖水が捉えられており、本項ではその水温フロント部分の水塊の移動を解析対象とした。まず、テンプレートのサイズについて検討するために、図2.4に示した11月7日の初期画像において、斜線の領域に中心位置を固定したまま、テンプレートのサイズを 3×3 (0.7km 四方)、 5×5 (1.4km 四方)、 7×7 (2.1km 四方)、 9×9 (2.8km 四方)、 11×11 (3.5km 四方)と変えて、各ケースの相関係数と水塊の移動位置について調べた。南北方向を x 軸(南が正)、東西方向を y 軸(東が正)とした場合、元テンプレートの中心位置は $(x, y) = (202, 425)$ である。各サイズのテンプレートに対する次画像上の移動先(相関係数の分布)を図2.6に示す。相関係数が最も高かった点を○、次に高かった点を△で示した。相関係数の値は100倍した値で示している。図2.6より、 3×3 の場合を除き、どのサイズの場合も移動先は同一地点となっており、水塊の移動速度は32.5cm/sとなった。また移動先の相関係数の値は、サイズが大きくなるほど減少する傾向にあるが、十分に相関が高い結果となっている。 3×3 のケースでは、2番目に相関が高い点が数点同一付近に集まっており、その群落と最大点位置とのずれがやや大きい。この2番目に高い群落の中心付近は、他のケースの移動先とほぼ同じ位置となっている。これは、 3×3 の場合には、サイズが小さすぎて、テンプレート内の水温パターンの特徴の特定が難しく、同様のパターンが多数存在したことによるものと考えられる。以上の結果より、本海域においては、水塊の特徴を捉えるテンプレートのサイズは、1.5km～3.5km程度が良いと考えられる。ただし、テンプレートをどの位置に設定するかによって、最適なテンプレートのサイズも変わってくることが予想される。

そこで、テンプレートを設定する位置が結果に及ぼす影響を調べるために、テンプレートサイズを 7×7 に固定して、先ほどの元テンプレートの中心位置を基準として、テンプレートを上下左右に1ピクセル～3ピクセルずつずらして(それぞれをCASE-A1～CASE-A8, CASE-B1～CASE-B8, CASE-C1～CASE-C8とする)、合計24ケースに対する移動先を求めた。初期画像上の各ケースの中心位置を図2.7、各ケースの移動先を図2.8に示す。ただし、CASE-B4, CASE-B5, CASE-B6, CASE-C1, CASE-C4の結果については、全体的な相関係数の分布を参考に、2番目に相関の高かった位置を移動先として特定した。なお、CASE-B8, CASE-C8の移動先は、それぞれ(267,376), (266,375)となり、図の範囲内には収まっていない。図2.7と図2.8を比べると、全体的に北東方向に移動先の分布が伸びる傾向にあるが、ほぼ元の相対位置を維持したまま移動していると考えられる。これらの水塊の移動速度は、32cm/s～34cm/sの範囲であった。CASE-B8とCASE-C8に関しては、テンプレートの位置が志摩半島に最も近く、北東方向に進行する流れに乗って移動する水温パターンが半島の影響で変化したことが原因で、他のケースと傾向が一致しなかったと考えられる。以上より、本海域の黒潮軽暖水の水温フロント近傍では、テンプレートの位置に関

3×3 Pixel											5×5										
	267	268	269	270	271	272	273	274	275	276		267	268	269	270	271	272	273	274	275	276
386	-24	-54	-69	-63	-27	32	58	88	94	93	386	-34	-52	-62	-59	-31	9	52	81	89	89
387	-20	-41	-64	-57	6	79	89	93	91	85	387	-29	-42	-49	-40	5	59	88	95	87	79
388	-16	-29	-48	-14	83	95	93	88	82	69	388	-24	-33	-32	-7	50	89	95	93	78	65
389	-18	-26	-34	52	95	△	91	80	75	46	389	-16	-21	-5	42	82	○	93	84	65	53
390	60	49	26	83	△	△	86	64	59	-1	390	11	16	45	75	89	△	90	75	49	41
391	81	74	44	81	△	△	84	46	42	-1	391	65	77	74	82	87	94	86	70	51	56
392	94	88	59	76	95	96	80	26	60	49	392	49	84	81	82	83	88	82	71	61	65
393	73	○	80	79	94	93	73	40	81	71	393	27	79	87	85	84	89	84	79	70	73
394	26	91	76	74	89	88	67	49	75	75	394	9	65	83	84	85	87	79	69	62	68
395	4	79	73	72	81	85	52	31	53	72	395	1	53	76	81	82	79	63	51	45	53

Line

7×7											9×9										
	267	268	269	270	271	272	273	274	275	276		267	268	269	270	271	272	273	274	275	276
386	-26	-34	-36	-29	-9	27	59	82	87	85	386	-17	-17	-14	-7	9	34	59	74	81	80
387	-18	-20	-17	-2	24	61	83	△	86	74	387	-4	0	7	17	36	59	77	83	81	73
388	-8	-5	3	27	57	85	△	88	73	57	388	10	18	30	43	62	79	△	83	72	60
389	6	16	32	59	82	○	89	77	59	42	389	26	39	53	65	79	○	86	74	58	46
390	23	46	64	79	88	91	80	65	47	37	390	41	57	69	77	82	83	75	61	46	36
391	39	74	80	82	84	83	72	59	44	44	391	45	66	76	79	78	74	65	53	42	35
392	16	60	74	76	77	76	69	61	53	57	392	27	51	66	71	70	66	58	49	42	37
393	4	48	71	76	75	73	67	62	57	55	393	8	33	53	62	62	59	53	47	41	36
394	-5	38	65	74	73	71	63	56	49	41	394	-2	24	47	57	58	55	49	41	34	26
395	-10	33	60	71	70	66	55	45	35	24	395	-7	19	41	51	53	49	40	30	18	8

11×11										
	267	268	269	270	271	272	273	274	275	276
386	-2	0	4	13	25	42	58	70	75	77
387	11	18	24	34	47	62	73	79	78	74
388	27	37	45	55	66	77	82	80	72	63
389	44	55	63	71	79	○	△	75	63	50
390	56	67	74	79	82	82	75	64	50	38
391	60	69	75	78	77	73	64	53	41	30
392	45	54	60	64	63	59	51	42	33	25
393	24	35	44	51	52	49	43	35	28	20
394	7	19	30	38	41	40	34	27	19	11
395	0	12	23	30	32	31	25	15	5	-5

○：最大値
△：第2位の値

図 2.6 テンプレートの移動先(相関係数の分布)

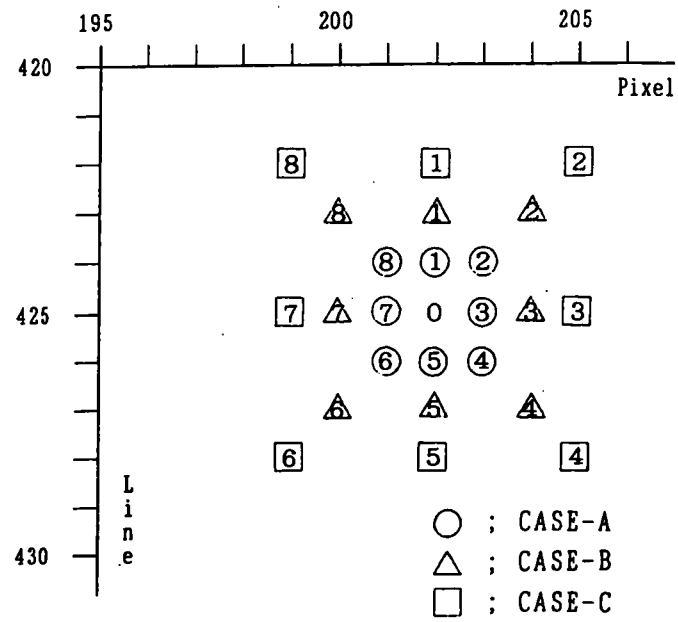


図 2.7 中心位置をずらした場合の各ケースの中心位置

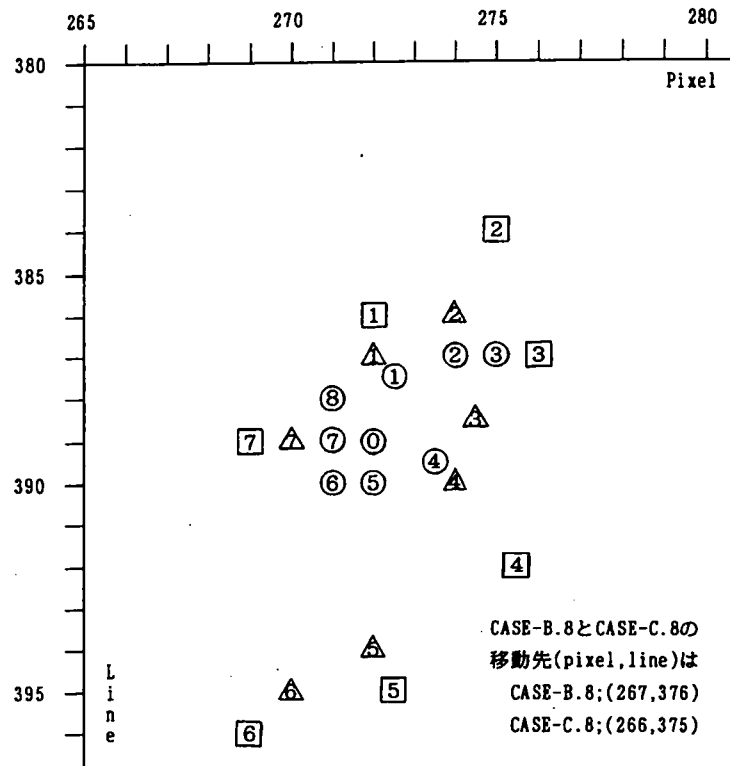


図 2.8 中心位置をずらした各ケースの移動先

係なく、ほぼ 32cm/s～34cm/s で北東に流れる水塊を捉えることができた。

次に、表 2.2 の日本海を対象とした No.3～No.5 のデータを用いて、テンプレートに用いる画像の時間間隔、およびテンプレートの回転考慮の有無が解析結果に及ぼす影響について検討した。前述のように NOAA/AVHRR は現在 2 機運用されており、夜間のデータを入れると日本周辺の画像は 1 日に最大 4 シーン取得できる。しかし、熱赤外画像から海面水温を求める場合、対象海域に雲が存在すると、地表面の温度分布が特定できなくなる。ここでは、約 12 時間間隔で比較的雲量が少なく良好な画像が得られた 3 シーンの連続画像を解析に用いた。画素間の間隔は NOAA/AVHRR の距離分解能と等しい 1.1km で、対馬暖流域をテンプレート法の対象とした。対馬暖流は 3 つの分枝流の存在が知られており、対馬東水道から流入した海水が本州北岸に沿って進む流れを第 1 分枝流、西水道から流入した海水が韓国東岸に沿って北上し鬱陵島北西域で東に向きを変え反時計回りに湾曲する第 3 分枝流、および第 3 分枝流が途中で隠岐諸島沖合へ東進する第 2 分枝流からなる(宇野木, 1993)。第 1 分枝流は地形性 β 効果によって海底地形に制御された流れであり、第 3 分枝流は惑星 β 効果による西岸境界流の性格を持つ流れ、第 2 分枝流は夏季において西水道の流量が増加したときに派生する流れである。ここでは、水温フロントが明瞭な対馬第 3 分枝流の周辺海域にテンプレートを設定した。対馬第 3 分枝流は地衡流近似が成り立つと考えられるが、西水道の流量は $1.5Sv$ ($1Sv = 1 \times 10^6 m^3/s$) 程度(海洋大辞典, 1987) と黒潮の 1/10 以下であり、流速も小さく流軸の変動も激しいことから、対馬第 3 分枝流周辺域では、非地衡流成分の寄与も無視できないと考えられる。よって、本海域において対象とする水温フロントの移動に寄与する流動成分としては、地衡流調節や外力変動に伴う時間変動成分と移流成分が考えられる。

図 2.9 にテンプレートを設定した対象海域の水深図を示す。図中には、テンプレートを設定した範囲を示した。テンプレートのサイズについては、水塊の特徴がうまく捉えられるように場所毎に任意に設定した。まず、表 2.2 の No.3 と No.4 のデータ、および No.4 と No.5 のデータを用いた 2 ケース(前者を CASE-D、後者を CASE-E とする)の解析結果について述べる。用いた No.3 と No.4 の熱赤外画像を図 2.10 に、テンプレート法による解析結果を図 2.11(CASE-D) と図 2.12(CASE-E) に示す。図 2.11 において、テンプレート No.1～3 は、対馬第 3 分枝の一部がストリーマー状に朝鮮海台まで伸びて大きく湾曲している領域を対象としており、これらのテンプレートについては回転を考慮して解析した。ただし、図 2.11 のテンプレートの移動ベクトル上では、並進運動のみで図示している。テンプレート No.1 はストリーマーで取り囲まれた冷水塊を捉えており、テンプレートのサイズは約 55km 四方である。解析の結果、水塊は $10^\circ \sim 15^\circ$ 反時計回りに回転して北東方向に移動した結果となり、中心位置の移動速度は約 9cm/s であった。冷水塊の中心を対象にさらにサイズを絞ったテンプレート No.3(サイズは約 33km 四方) は、同様に北東方向に約 11cm/s で移動する結果となったが、水塊を回転させても結果に有意な差は見られず、その回転角は特定できなかった。テンプレート No.2(サイズは約 15km 四方) は、ストリーマー部から再度分岐しかけたフロントを捉えており、解析結果は北西方向に約 15cm/s で移動し、回転角は反時計回りに $15^\circ \sim 20^\circ$ となった。その他のテンプレート (No.4～No.10) については、湾曲して東進する対馬第分枝流の

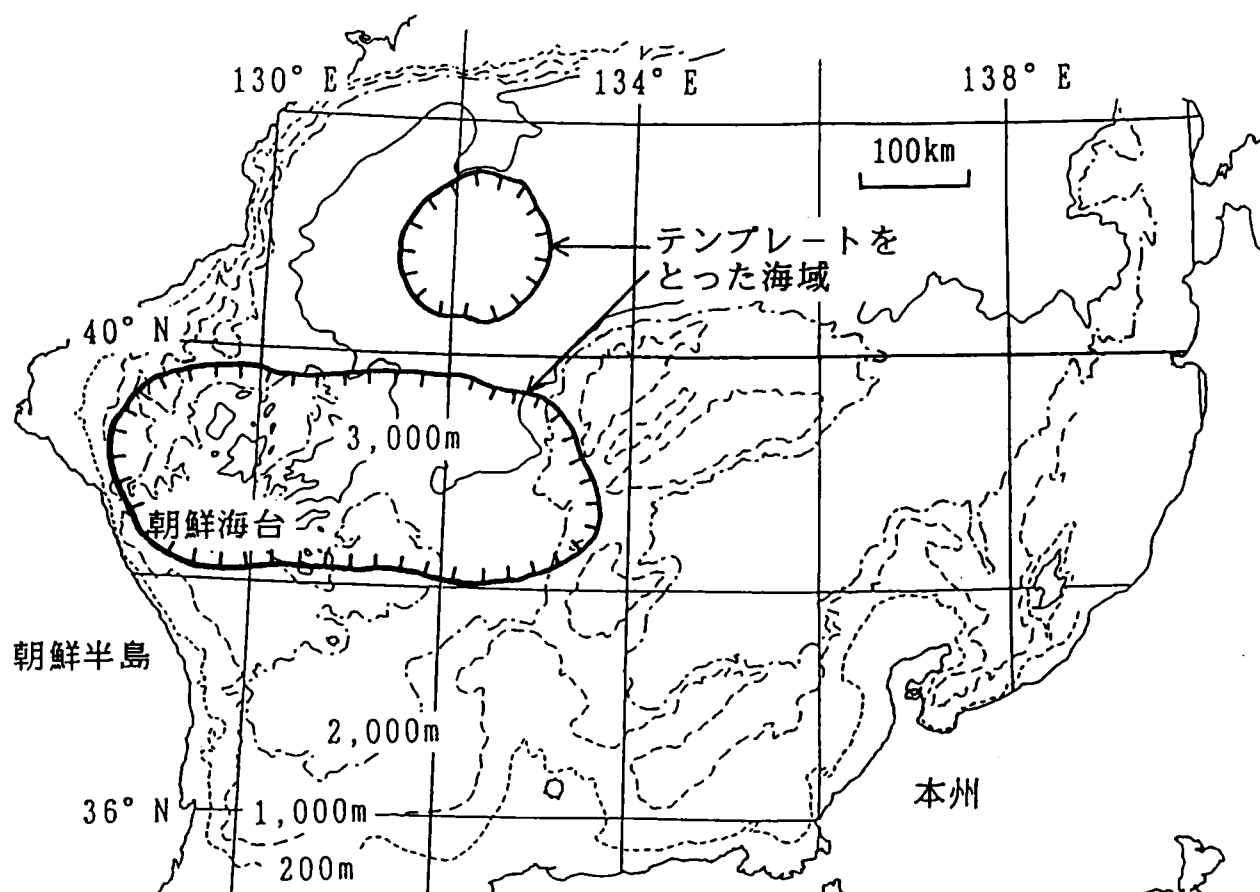
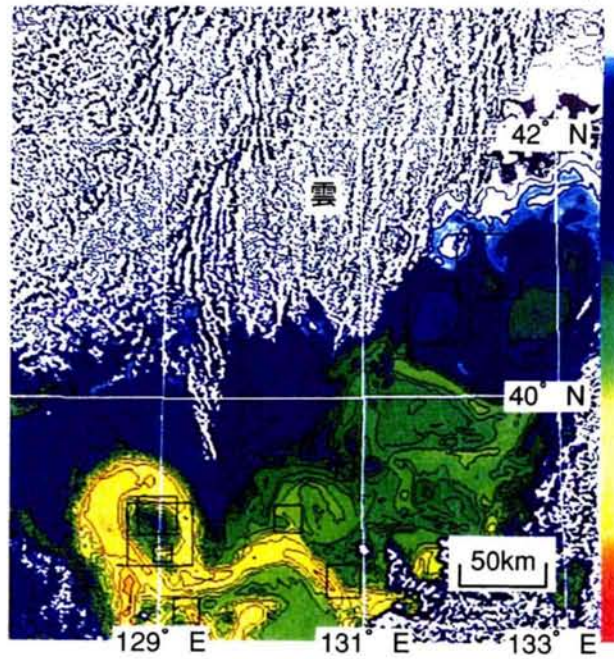


図 2.9 対馬第 3 分枝流海域の海底地形

1988.04.14 19:36(JST)



1988.04.15 07:55(JST)

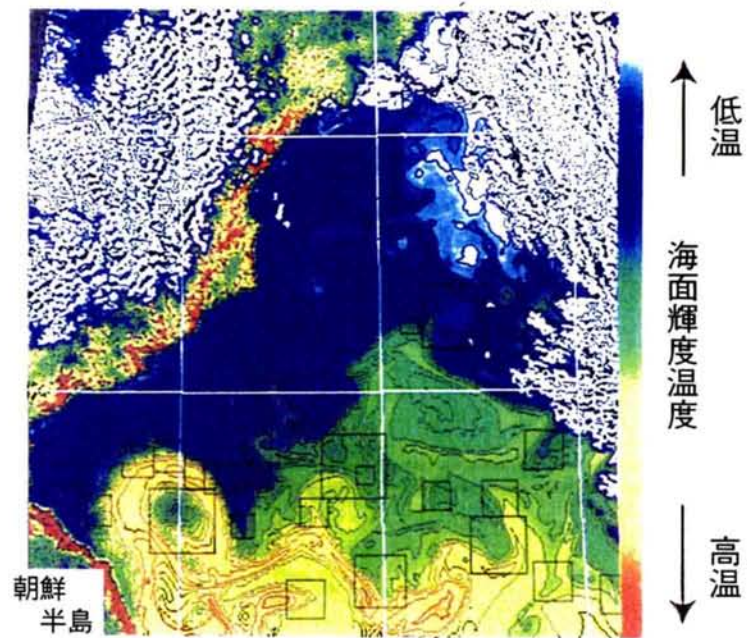


図 2.10 対馬暖流域の NOAA/AVHRR 画像

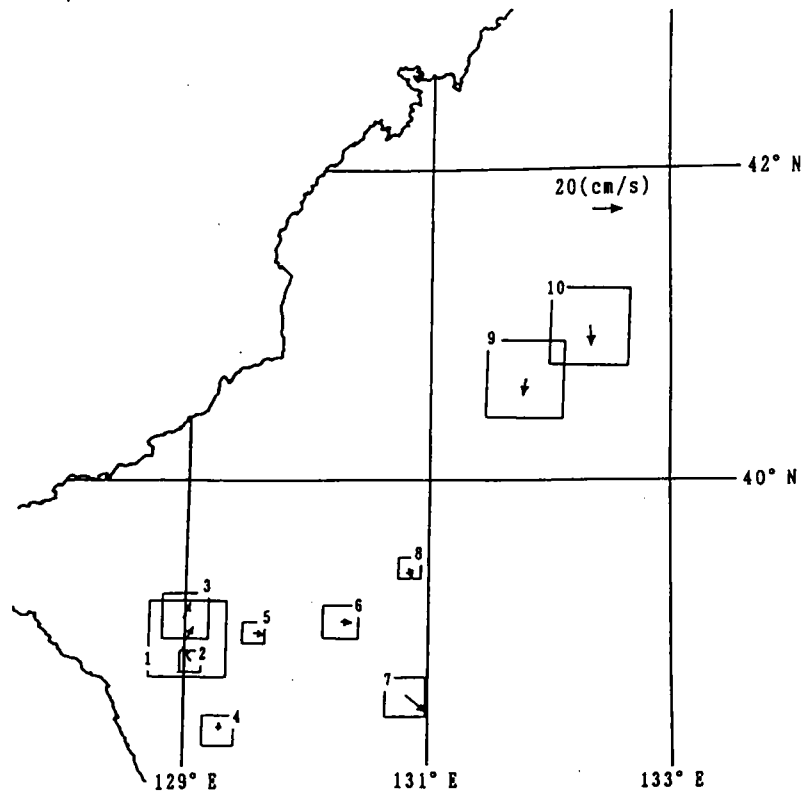


図 2.11 対馬暖流域のテンプレート法による解析結果(CASE-D)

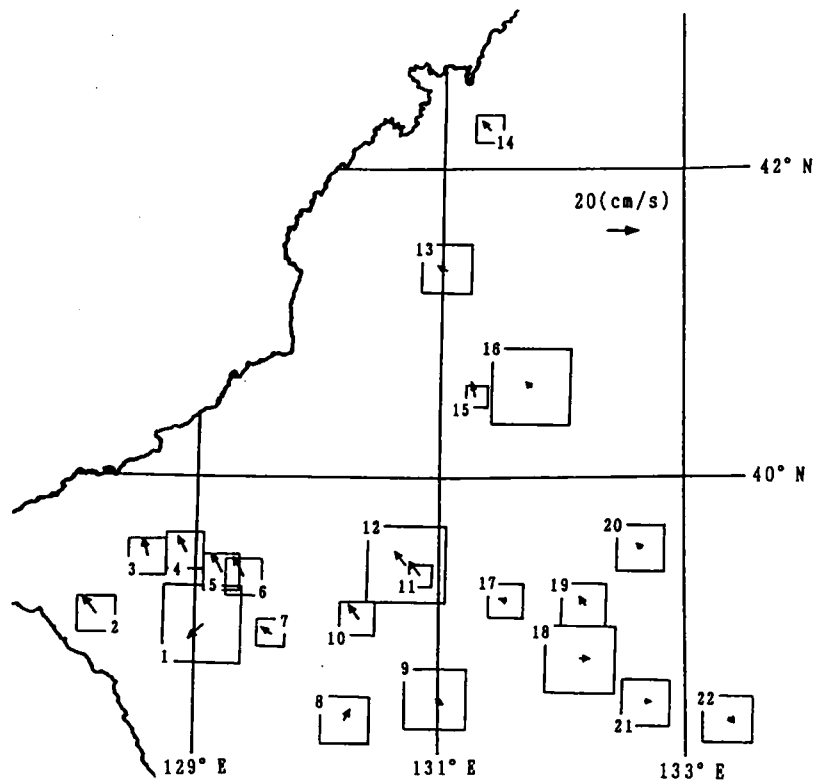


図 2.12 対馬暖流域のテンプレート法による解析結果(CASE-E)

北縁フロント付近を対象に設定したものであり、解析の結果、水塊の移動速度は10cm/s～20cm/s程度となった。本海域の一般的な流速値とされている0.3ノット～0.4ノット(15cm/s～20cm/s)であり、これらが主に地衡流成分であると考え、テンプレート法による結果は、やや値が大きすぎると考えられる。次に、CASE-Eの結果について見ると、朝鮮海台付近のストリーマーの北縁近傍に設定したテンプレートNo.2～6は、いずれも0.95～0.98と高い相関を示す結果となり、北西から北北西にかけて15cm/s程度の移動速度となった。その他のテンプレートは、対馬第3分枝の極前線付近に設定したものであるが、対馬暖流域に当たる北緯39°以南のテンプレートは東方に、極前線以北のテンプレートは西から北西へ5cm/s～10cm/s程度の移動速度となった。

続いて、No.3とNo.5の約24時間間隔の画像を用いて解析した結果(CASE-F)を、先のCASE-DとCASE-Eによる12時間間隔の画像を用いて解析した結果を合成したものとを比較した。結果を図2.13に示す。CASE-D + CASE-Eは、CASE-Dの移動先にテンプレートを設定したCASE-Eの結果をベクトルで合成したものである。両者を比較すると、最終的な移動先は良く一致していることがわかる。この結果、テンプレート法に対しては、12時間と24時間間隔の画像データは、両者とも有効であることが示された。

2.1.5 福島沖合流動の沿岸域への影響

本項では、熱赤外画像から判読した沖合流況と流速計による沿岸流況の実測結果との関連性について検討する。対象海域としては、福島沖合を選んだ。本海域は、親潮と黒潮続流による前線がぶつかり合う混乱水域として知られ(海洋物理II, 1972)、大規模な現象が影響し合う非常に複雑な流動場となっている。海域南部には、黒潮続流の北縁にあたる前線、前線から別に分岐した暖水ストリーマー(または二次黒潮前線)、前線部分が鋭角的に北へ張り出す暖水舌などが見られ、北部海域には、沿岸側に親潮第一貫入、沖合側に親潮第二貫入が存在する。また、混乱水域にはしばしば続流から切離した暖水塊が存在する。混乱水域では、これらの現象が混在した非定常性の強い流動場であるため、テンプレート法の適用も可能と考えられる。前項の日本海を対象とした解析と同様、本海域で得られる水塊の移動速度には、地衡流調節や外力変動に伴う時間変動成分と移流成分が寄与していると考えられる。ここでは、まずNOAA/AVHRR熱赤外画像から沖合流況を判読し、沿岸域で観測した流速計データとの関係について考察する。続いて、同海域にテンプレート法を適用し、得られた結果を沿岸観測結果と比較して、テンプレート法の定量的評価を行う。

表2.3に示す約1週間間隔の1ヶ月にわたるNOAA/AVHRR画像(図2.14)から、本海域の沖合流況変動を判読した。解析画像の画素間隔は、約1kmである。なお、4月29日の画像については、鹿島灘沖の暖水舌付近に雲が多かったため、4月30日の画像と合成したコンポジット画像を用いた。海上保安庁水路部発行の海況速報(流況図)によると、解析した1989年4月は、本州南方の黒潮の蛇行が弱まっていく時期に当たっている。図2.14を見ると、北緯38°付近を中心に直径約150km程度の暖水塊が存在し、時間の経過とともに南側から暖水ストリーマーを取り込み、規模を成長させながらその位置を南東へ移動している様子がわかる。ここでは、これらの現象のうち、

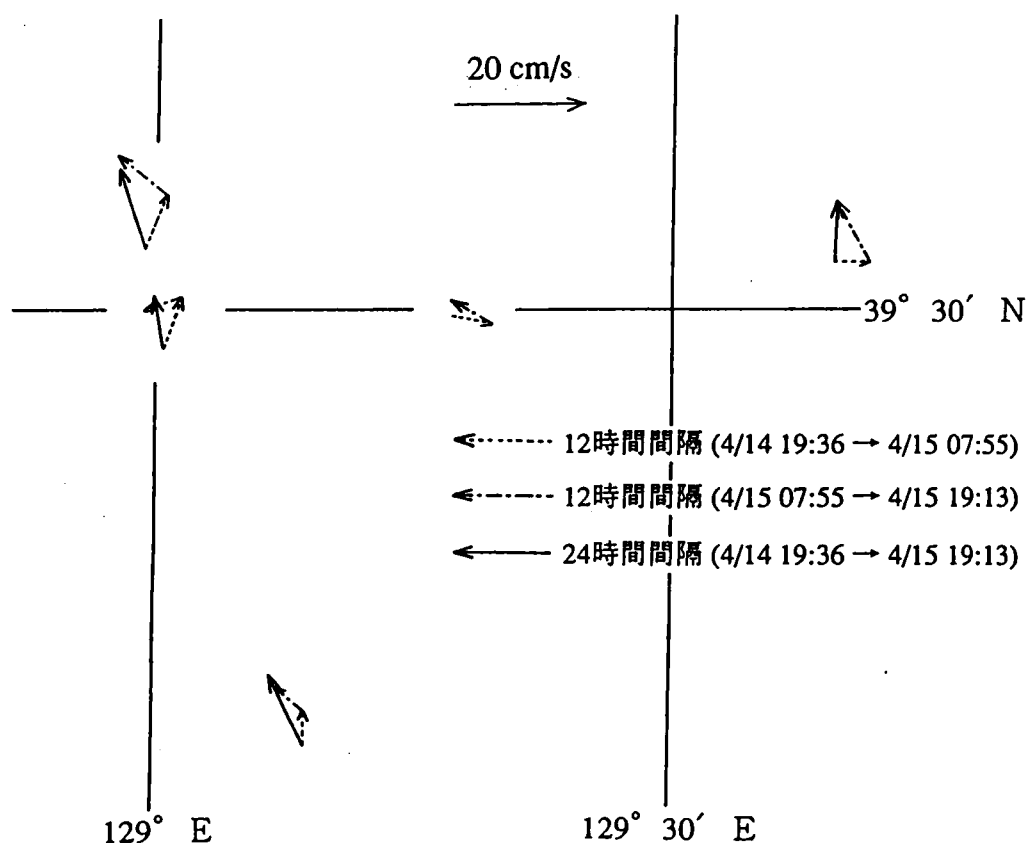


図 2.13 対馬暖流域のテンプレート法による解析結果(CASE-F と CASE-D+CASE-E)

表 2.3 沖合流況判読に用いた NOAA/AVHRR データ

Data No.	観測時刻 (JST)	画像切り出し範囲	
		北緯	東経
6	1989.04.02 07:56	35° 40' ~ 39° 30'	140° 30' ~ 145° 00'
7	1989.04.07 07:45	35° 40' ~ 39° 30'	140° 30' ~ 145° 00'
8	1989.04.14 06:51	35° 40' ~ 39° 30'	140° 30' ~ 145° 00'
★ 9	1989.04.20 07:35	35° 40' ~ 39° 30'	140° 30' ~ 145° 00'
★ 10	1989.04.21 07:13	35° 40' ~ 39° 30'	140° 30' ~ 145° 00'
11	1989.04.29 07:58	35° 40' ~ 39° 30'	140° 30' ~ 145° 00'

★ は、テンプレート法に用いたデータ

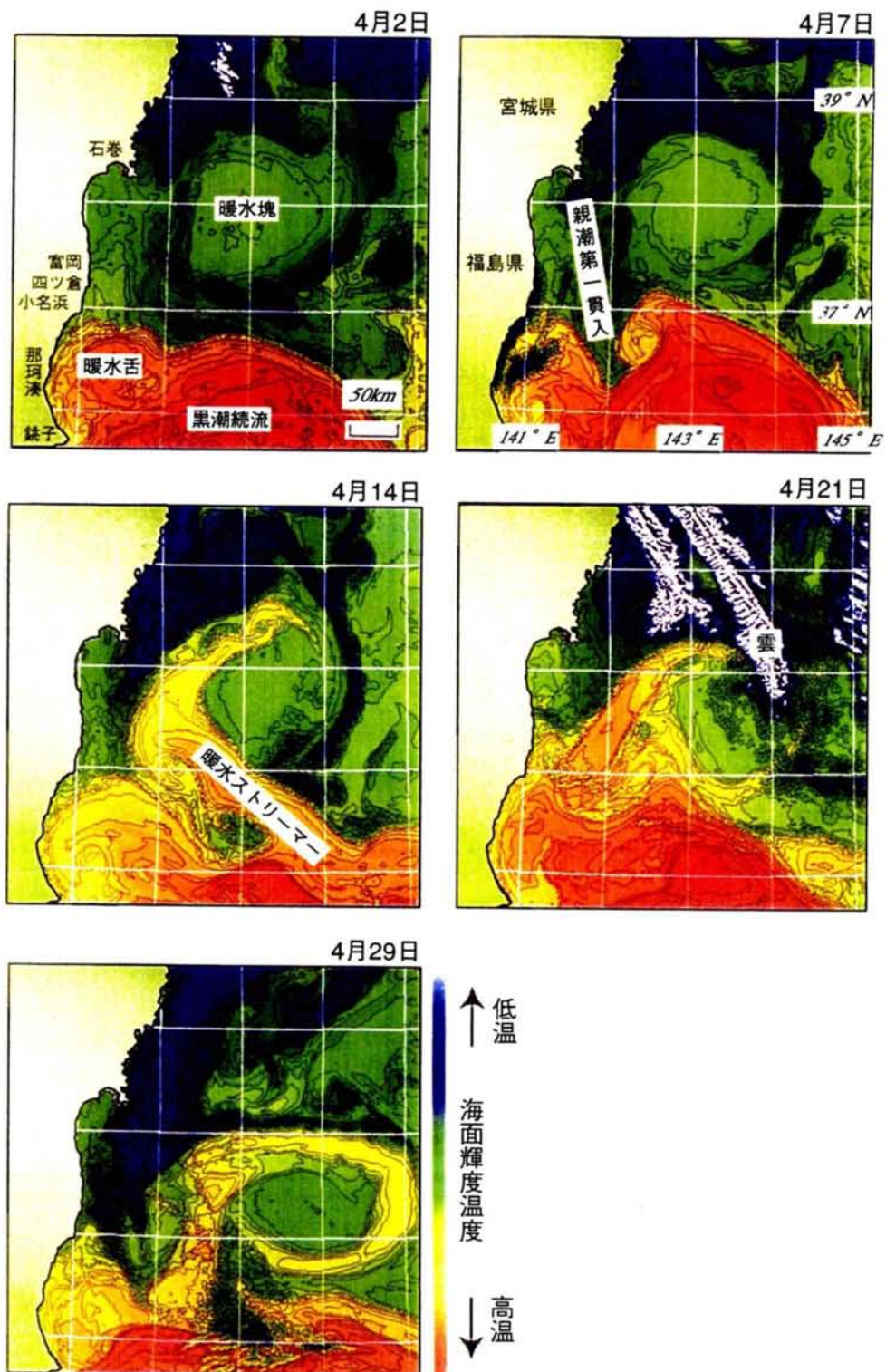


図 2.14 福島沖の NOAA/AVHRR 画像の時系列(1989 年 4 月)

沿岸付近で顕著な南側の暖水舌と北側の親潮第一貫入のフロント変動に着目して、画像からその変動を判読してとりまとめた(表 2.4)。親潮第一貫入のフロントは、海面付近では明確ではないので、ここでは1週間間隔で発行されている福島県水産試験場の海況速報と茨城県漁業無線局の漁海況速報のデータも参考にして、海面水温が8℃~10℃付近をフロントの前線とした。一方、沿岸域の実測データとして、富岡沖約1.5kmの定点連続観測結果を用いた。測定層は海面下2m層で、インペラー流速計によって15分間隔にデータを取得した。図 2.15 と図 2.16 に、24時間移動平均したパワースペクトルと流速・流向の時系列を示す。図 2.15 より、約1.7日と約4.5日付近にエネルギーのピークが見られる。和田ら(1982)は、本海域において1年間の連続観測を実施し、2日~6日の長周期成分が卓越していると報告しており、今回の結果もこれに準じている。図 2.16 より、約1日~6日毎に北流と南流が不規則的に出現しており、その最大流速は30cm/s程度となった。図中に示した点線は、解析したNOAA/AVHRR画像の観測日を表している。表 2.4 に、流速計のデータによる沿岸流況の様子を併記した。表 2.4 より、2日から7日にかけて、鹿島灘沖の暖水舌は形状を鋭角的に変化させながら北上しており、一方、親潮第一貫入は暖水舌の東側に沿って南東方向に成長している。この間の沿岸流速の実測結果は、1日~2日間隔で北流と南流を繰り返しているが、期間前半は北流が卓越しており、暖水舌の北進と対応している。次に、7日から14日にかけては、暖水舌はやや東西方向に形状を伸ばし、その先端(北端)はやや南下している。一方、親潮第一貫入は暖水舌の東側に沿って大きく南東方向へ伸びている。この間、沿岸流の実測結果は、5日間ほど強い南流が続いており、親潮第一貫入の動きと対応している。続いて、14日から21日にかけては、暖水舌は沖合の暖水ストリーマーと合体するような形で位置を大きく北上させており、一方親潮第一貫入の方は暖水ストリーマーの影響でフロントの位置が北へ大きく後退している。この間、沿岸流速の実測結果は、14日から18日にかけて強い北流が継続しており、暖水舌の北進と一致した流況となっている。最後に、21日から29日にかけては、暖水舌はやや丸みを帯び、そのフロント位置も南下している。一方、親潮第一貫入のフロントは再び大きく南下している。この間の沿岸流況は、前半に南流と北流を繰り返しているが、期間後半は20cm/s~30cm/s程度の比較的強い南流が卓越しており、親潮第一貫入の南進と一致した結果となった。以上の結果、NOAA/AVHRR画像から判読した沖合流況と沿岸部で実測した流況の1週間程度の変動は良く一致することが確認され、本海域における沿岸流況は沖合の流況と深い関係があることが示された。

次に、4月20日と21日の約24時間間隔の画像にテンプレート法を適用し、得られた水塊の移動速度と沿岸部で実測した流速計の結果と比較した。用いた画像は福島沿岸部を拡大したものであり、画素間隔は0.5kmである。これらの画像に対して東経141°~143°、北緯37°~38°の間にサイズ51×51(約25km四方)のテンプレートを規則的に配置し、その移動を求めた。なお、テンプレートの回転は考慮しなかった。解析結果を図 2.17 に示す。ベクトルを書いていない範囲は、相関が悪く、水塊の移動先を特定できなかった場所である。図より、岸に近い部分では速度4cm/s~10cm/sで南西から南南西方向へ移動した結果となっており、沿岸実測点に最も近いテンプレートの移動速度は南南西に約8.4cm/sとなった。この時、沿岸実測結果の24時間移動平均結果は南

表 2.4 NOAA/AVHRR 画像から判読した沖合流況と沿岸流実測結果

	4/2 ⇒	4/7 ⇒	4/14 ⇒	4/21 ⇒	4/29
暖水舌	北端が小名浜沖から四ツ倉沖まで北上しており、形状も鋭角的に変化している。	沖合の暖水ストリーマーの発達に伴い、形状が丸みを帯び、その北端も再び小名浜沖まで南下している。	ストリーマーと暖水舌が合体し、岸近傍の暖水舌の北端の形状は再び鋭角的になり、富岡付近まで北上している。	親潮第一貫入の南下の影響で、暖水舌の北端は再び四ツ倉沖まで南下している。	
親潮第一貫入	暖水舌の東側に沿って、フロント部分が小名浜沖から那珂湊沖まで南東に伸びている。	暖水舌とストリーマーの間に割り入るような形で、さらに南東方向に進んでいる。	暖水舌とストリーマーの合体によりフロント部分は北側へ大きく後退している。	暖水塊とストリーマーが東へ移動したため、再び大きく南進している。	
沿岸流動実測値	前半に 15cm/s 程度の北竜が卓越している。	5 日間ほど強い南流が継続し、流速は最大で 30cm/s 程度となった。	前半に強い北流が続き、流速は最大で 20cm/s 程度となった。	約 2 日周期で南流と北流を繰り返す、後半は最大 30cm/s 程度の南流が卓越している。	

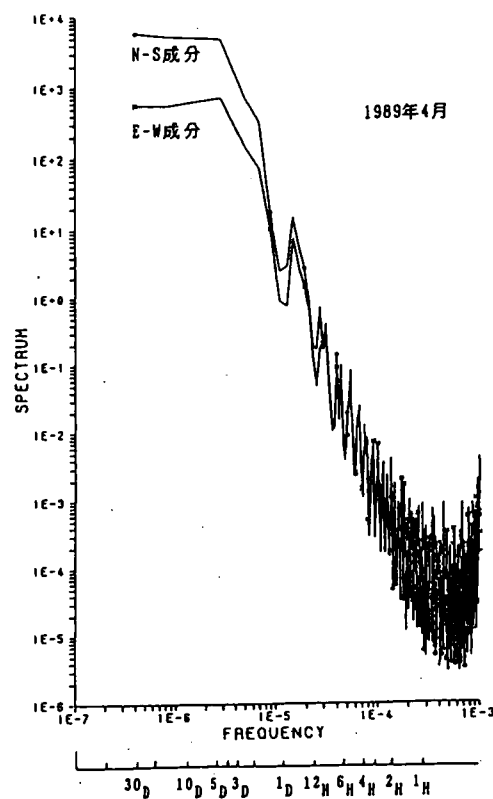


図 2.15 沿岸流動の 24 時間移動平均パワースペクトル

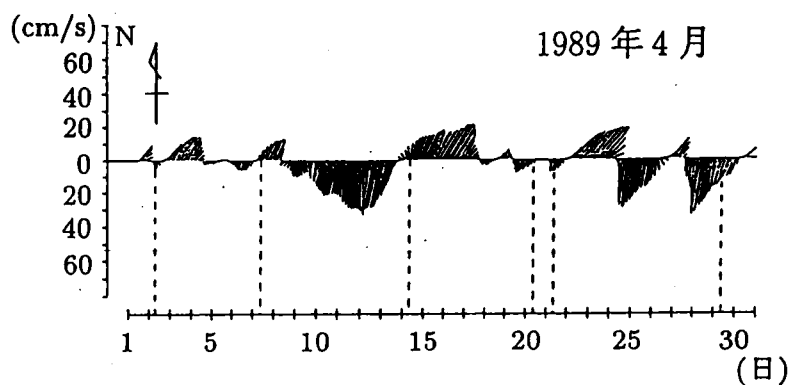


図 2.16 沿岸流動の流速・流向時系列

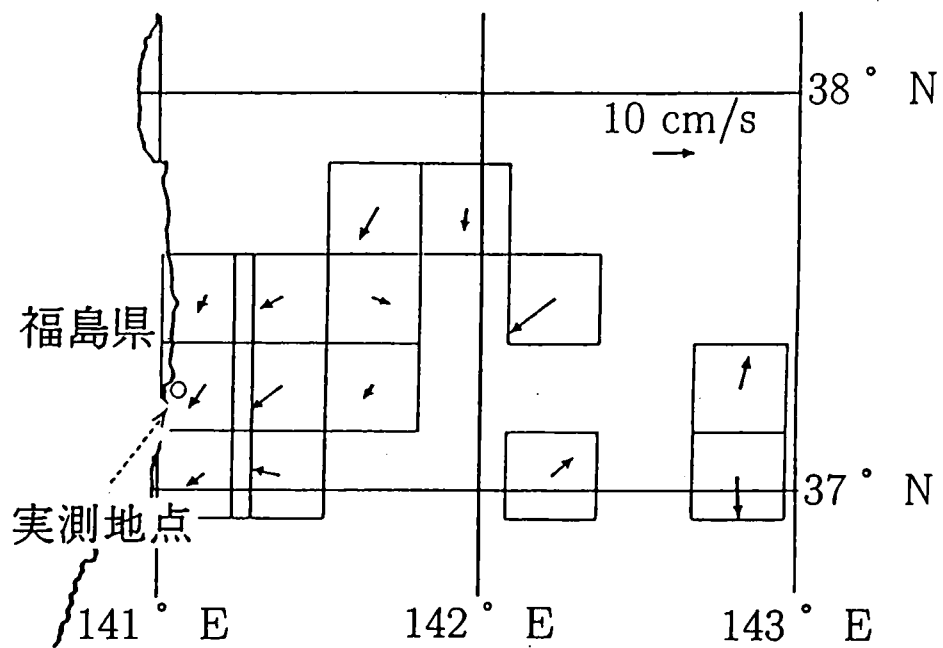


図 2.17 福島沖のテンプレート法による解析結果(51×51)

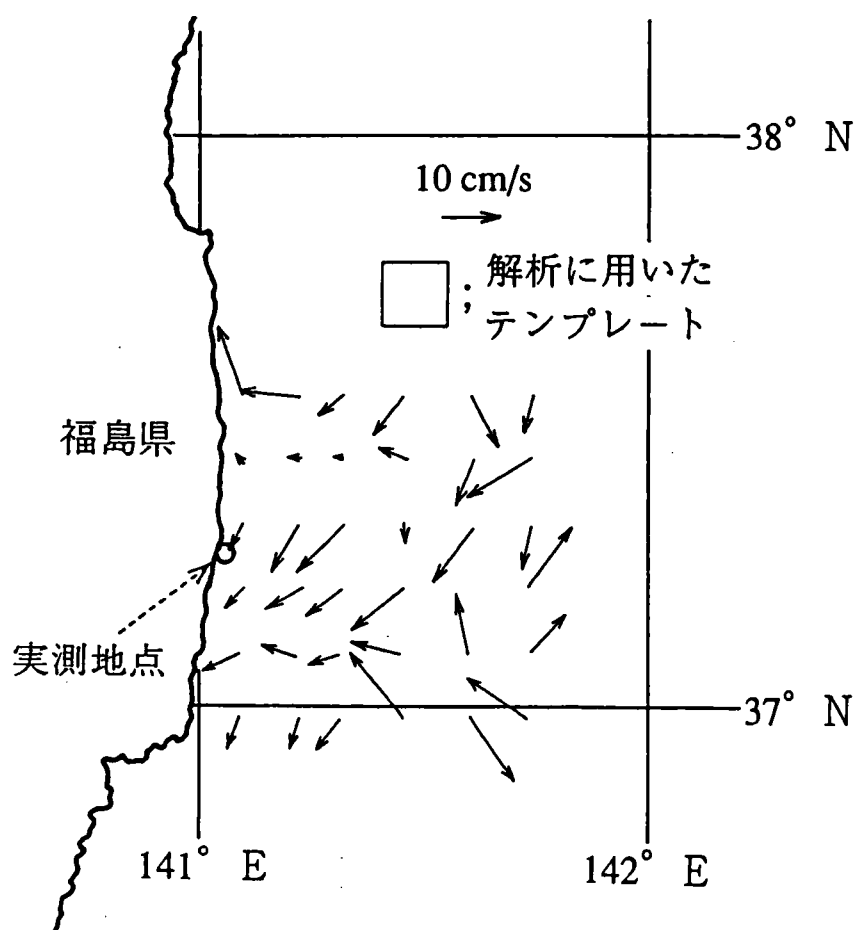


図 2.18 福島沖のテンプレート法による解析結果(27×27)

南東に約 2.5cm/s であった。141° 30' 以東になると、暖水舌や暖水ストリーマーなどの変動の影響で流向がばらついており、水塊の移動速度は沿岸近傍より大きくなっている。続いて、解析範囲を東経 141° ~ 142° の範囲に絞り、サイズを 27 × 27 (約 13km 四方) と小さくして解析した結果を図 2.18 に示す。図より、沿岸近傍の解析結果は、前述のテンプレート・サイズ 51 × 51 の場合より細かい挙動を示しており、沿岸実測点に最も近いテンプレートの移動速度は南南西に約 6cm/s となった。この結果は、サイズが 51 × 51 の場合よりも、沿岸実測結果に近い値となり、本海域におけるテンプレート法による水塊の移動速度と沿岸流速の測定結果は、良い対応を示すことが確認された。

2.2 海面高度計 TOPEX/POSEIDON による黒潮続流域の地衡流解析

前節では、熱赤外画像から広域流況を推定したが、海面水温の時間変動から流れを推定するため、外洋で主に卓越している地衡流を推定することはできない。黒潮や黒潮続流などはほぼ地衡流近似が成り立つと考えられ、これらの大規模海流現象の解明は、地球温暖化に関する気候変動予測や温暖化が沿岸域へ及ぼす影響を知る上で重要となる。これまでは、海洋における海面傾斜を直接測る手段がなかったため、海流などの地衡流計算に関しては、広範囲で観測されている密度 (水温・塩分) データから、無流面を仮定して地衡流分布を逆算する力学計算が用いられてきた。しかし、力学計算では、用いるデータが気候値であるため平均場の結果しか得られず時間的変化を議論できないといった問題や、無流面の取り方に任意性があるといった問題がある。これに対し、1970 年代から登場した人工衛星による海面高度計は、広域の海面トポグラフィー (海面の凸凹) を直接観測できるため、海洋循環現象解明への寄与が期待されている。海面高度計は、衛星から直下にマイクロ波を照射し、電波が地表で反射して帰ってくるまでの時間を測ることにより、衛星と地表面間の距離を測定する装置で、同時に計測される軌道高度を組み合わせることによって、地球の基準面である準楕円体から海面までの海面高度 (SSH : Sea Surface Height) を求めることができる (図 2.19)。マイクロ波を使用する海面高度計は、可視や熱赤外のセンサーと違って雨や雲の影響をほとんど受けないため、全天候型の観測が可能であり、衛星の周期に合わせて定期的な連続データを取得できる。

高度計によって観測された海面高度の値は、地球重力場の等ポテンシャル面 (海洋では仮想的な平均静止海面) であるジオイドと海流に起因する海面力学高度 (SSDH : Sea Surface Dynamic Height) の和として表されるため、海面高度からジオイド成分を差し引けば、地衡流計算に必要な海面力学高度を求めることができる。しかしながら、現状で得られるジオイドデータは精度が悪いため、海面高度計のデータから直接地衡流計算をすることができない (柴田, 1989)。そのため、これまでの研究では、各時間の海面高度の値からある期間で時間平均した海面高度を差し引いて得られる海面力学高度の時間変動成分を対象とした研究が中心であった。時間変動成分を用いた研究例としては、Tai ら (1990) による黒潮続流域の渦エネルギーの変動に関する研究、Zlotnicki ら (1989) の全球における渦運動エネルギー分布に関する研究、Jacobs ら (1992) の太平洋におけるロスビー波に関する研究や、時間変動成分データを数値モデルに同化 (Data Assimilation) させて、数値モデ

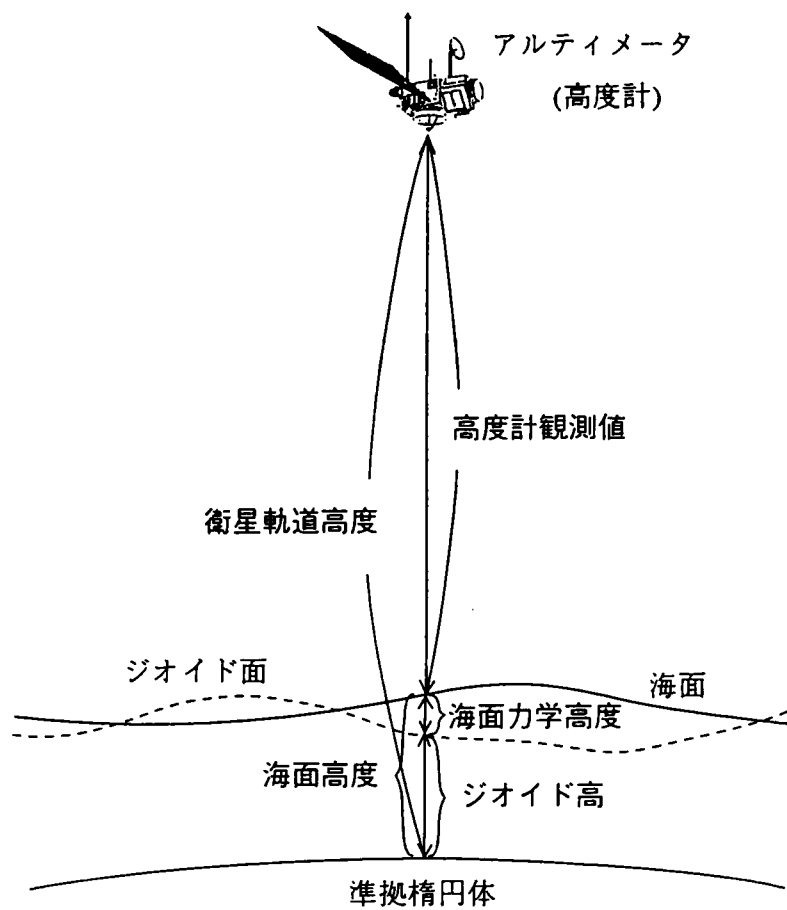


図 2.19 高度計による海面高度の観測原理

ルの精度を向上させる研究 (例えば, White *et al.*(1990), Ezer *et al.*(1993)) などがある. しかし, 地衡流を計算するためには海面力学高度の絶対高が必要となるため, 何らかの方法で海面力学高度の時間平均成分を推定して, 地衡流解析を実施する研究も行われるようになってきた. Ichikawa and Imawaki(1994) は, 黒潮および黒潮続流域において海面力学高度の時間平均成分を過去の観測値による気候値から力学計算によって求め, GEOSAT から得られた海面力学高度の時間変動成分との合成海面力学高度を求めており, 海上保安庁水路部発行の海況速報や NOAA/AVHRR の熱赤外データとの比較を行っている. Qiu ら (1991) は, 黒潮続流域における流速分布としてガウス分布を仮定し, 現場データを用いずに GEOSAT の海面力学高度の時間変動成分より海面力学高度の絶対値を求めて, NOAA/AVHRR の熱赤外データとの比較を行っている. 前者の手法による結果は, 黒潮の蛇行や黒潮続流域において切離した中規模渦の変遷を再現しているが, 無流面仮定による力学計算をベースとしているため, 地衡流の定量的な評価には至っていない. 後者の手法は, 海上観測データの品質や無流面の仮定による影響を受けないという利点はあるが, 黒潮続流の周りに暖 (冷) 水塊が存在する場合などへの適用が難しい.

本研究では, マイクロ波高度計 TOPEX/POSEIDON(以下, T/P と表記) のデータを用いて, 黒潮続流域を対象に, 黒潮続流の力学特性を考慮することにより, ジオイドデータを用いずに海面力学高度を推定する新たな手法を提案するとともに, 得られた地衡流分布を既往の海上観測結果や表層漂流ブイのデータと比較して, 手法の適用性について検討する (Sakai *et al.*, 1998).

2.2.1 人工衛星 TOPEX/POSEIDON の概要

マイクロ波高度計の歴史は, 1970 年代初頭に打ち上げられた有人衛星 SKYLAB に始まる. SKYLAB には, 初のレーダ高度計が搭載され, 海面の凸凹を $\pm 1\text{m}$ 程度の精度で観測した. 続いて, 1970 年代中期に打ち上げられた GEOS-3 では無人のレーダ高度計が搭載され, 約 $\pm 50\text{cm}$ の精度で海面高度を観測した. 1978 年に打ち上げられた海洋衛星 SEASAT は $\pm 10\text{cm}$ の測高精度を目標として打ち上げられたが, 電源の故障により 3ヶ月あまりで停止した. しかし, GEOS-3 と SEASAT は, ジオイド分布の研究に大きな成果を残した.

1985 年 3 月に打ち上げられた GEOSAT は, 米国海軍が Johns Hopkins 大学応用物理研究所と共同開発したもので, 1990 年 1 月に活動を停止するまで, 長期間にわたり海面高度を高精度 ($\pm 3.5\text{cm}$) で観測した初の本格的な高度計である. GEOSAT は打ち上げ後約 19ヶ月の間, 移動型軌道により詳細なジオイド分布を観測し (データは米国近郊を除き未公開), その後軌道を約 17 日周期で同一地点に戻る固定軌道 ERM(Exact Repeat Mission) に切り換え, 海面高の時間変化を約 3 年 2ヶ月にわたって観測した. ERM 期間の 1986 年 11 月から 1989 年 12 月までのデータは, 米国の NODC(国立海洋データセンター) から CD-ROM で一般ユーザーにも提供されている. GEOSAT の軌道間の距離は我が国周辺海域で約 110km であり, 1 秒間に地上距離にして約 7.5km の速さで進んでいる.

GEOSAT の成功を受け, 海洋循環現象を解明するための主要衛星として, 1992 年 8 月に T/P が打ち上げられた. T/P は, 米国の NASA(航空宇宙局) と仏国の CNES(国立宇宙研究センター) が

共同開発した衛星で、同時期に行われた WOCE(世界海洋循環実験) 計画の一部は T/P の軌道に合わせて実施されている。T/P は 1 サイクル (約 9.92 日) の間に地球を 127 周する回帰軌道を採用している。この軌道の繰り返し精度は、地球表面赤道上で東西方向のずれにして $\pm 1\text{km}$ の範囲に制御されている。軌道と赤道面の傾斜角は 66° であり、北緯 66° から南緯 66° までの範囲を観測する。日本周辺での隣り合う軌道の間隔は約 230km 程度であり (図 2.20), 1 秒間に地上距離にして約 6.3km の速さで進んでいる。T/P には、4 つの運用センサーと 2 つの実験センサーが搭載されている (Benada, 1993)。運用センサーは、NASA の NRA, TMR, LRA と CNES の DORIS である。T/P の主要センサーである NRA は、13.6GHz(Ku band) と 5.3GHz(C band) の 2 周波を同時に用いる高度計で、海面と衛星間の距離、風速、および電離層の影響による高度の補正データを観測する。TMR は、3 つのマイクロ波帯 (18GHz, 21GHz, 37GHz) により輝度温度を測定するもので、得られデータから対流圏の水蒸気量が算定され、高度観測データに対する水蒸気による電波遅れの補正值として利用される。LRA は、レーザーによる衛星追跡のための 10~15 の地上局からの信号を反射するためのセンサーで、得られたデータは軌道補正に利用される。DORIS は、2 つの受信器 (1401.25MHz, 2036.25MHz) により、40~50 の地上送信局からのドップラー信号を観測し、得られたデータは軌道補正に利用される。一方、実験センサーとして、CNES の SSALT と NASA の GPSDR が搭載されている。SSALT は 13.65GHz(Ku band) のマイクロ波を用いた高度計で、将来の地球観測へ向けた低電力で軽量化の新技术を評価することを主目的としている。ただし、SSALT は NASA の NRA とは違い単周波であるため、電離層補正などのデータは外部から供給される必要がある。また、SSALT は NRA とアンテナを共用しているため、高度観測は交互に行われており、運用センサーと実験センサーという位置づけから、観測時間の割合は NRA と SSALT で 9 対 1 として運用されている。GPSDR は、1227.6MHz と 1575.4MHz の 2 周波を用いた新しい GPS 技術で、正確な軌道決定に利用される。以上の各センサーに対して、NASA の高度計 NRA とデータ補正のためのセンサー TMR, LRA, および GPSDR のシステム全体を TOPEX, CNES の SSALT および DORIS からなるシステムを POSEIDON と呼んでいる。T/P の観測データは、現在様々な補正データを更新した MGDR(Merged Geophysical Data Record) が、CD-ROM として米国の JPL(ジェット推進研究所) 内の PO.DAAC(海洋物理・分散型情報集積センター) から公開・配布されており、仏国の AVISO(衛星海洋データ集積・検証・解釈センター) から入手できる。

以上述べた GEOSAT と TOPEX/POSEIDON のセンサー諸元をまとめたものが表 2.5 である。高度計では、太陽が潮汐の主要な駆動元となるため、太陽と軌道の相対的な位置関係をずらすことによって潮汐の状況により海面高度に一定のバイアスがかかるのを防ぐ太陽非同期軌道が用いられる。Fu *et al.* (1994) によれば、TOPEX および POSEIDON のそれぞれの高度計システムの測距精度は 3.2cm, 3.7cm, 軌道高度の測定精度は双方とも 3.5cm で、トータルでの海面高度の測定精度はそれぞれ 4.7cm, 5.1cm と、過去の高度計に比べて飛躍的に測定精度が向上している。これは、後述する軌道高度の測定精度が飛躍的に向上したためであり、例えば SEASAT の軌道測定精

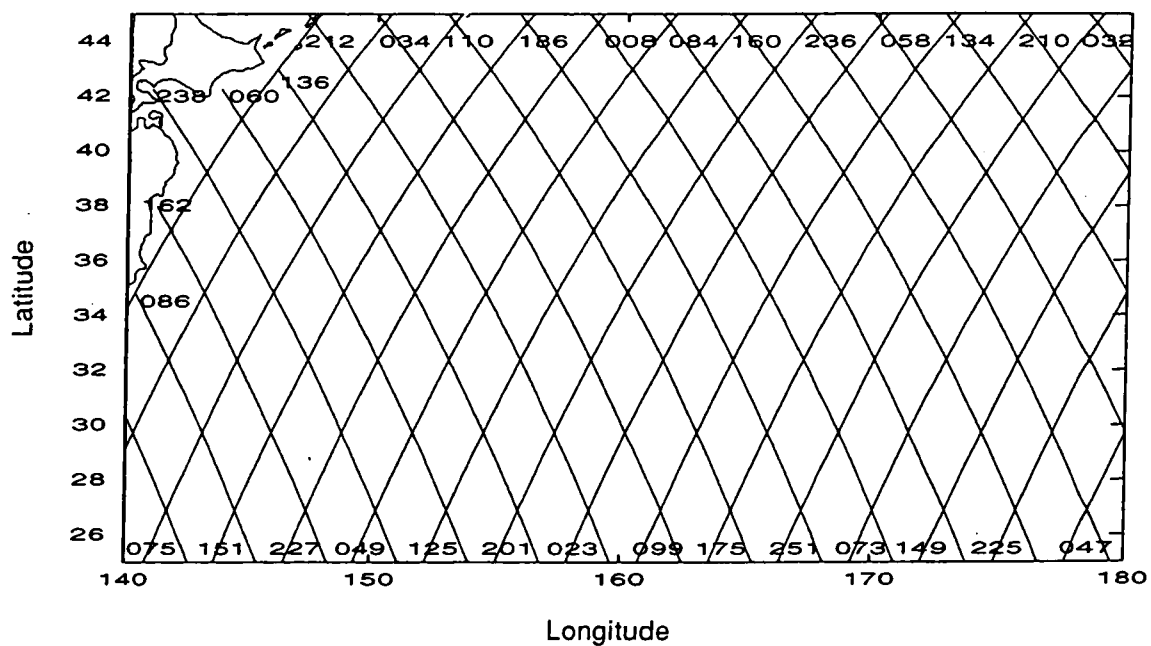


図 2.20 黒潮続流域における TOPEX/POSEIDON の軌道

表 2.5 GEOSAT と TOPEX/POSEIDON の主要諸元

衛星	GEOSAT	TOPEX/POSEIDON
開発機関	US Navy / Johns Hopkins Univ.	NASA / CNES
打ち上げ	1985.3	1992.8
軌道型	太陽非同期	太陽非同期
軌道高度	800 km	1,336 km
軌道傾斜角	108 °	66 °
回帰日数	約 17 日	約 10 日
周波数	13.5GHz	13.6GHz, 5.3GHz (TOPEX)
測距精度	約 5 cm	約 3 cm

度約 100cm, GEOSAT の約 30cm に比べ, TOPEX/POSEIDON は 1 オーダー向上している。ただし, TOPEX/POSEIDON は, 回帰日数が約 10 日と短周期化が図られているため, 軌道間の距離が GEOSAT に比べて粗くなっている。本研究では, T/P のデータのうち, 観測頻度および観測精度が高い TOPEX のデータを用いて, 黒潮統流域の地衡流解析を実施した。

2.2.2 海面力学高度の解析手順

解析に用いた TOPEX のデータは, JPL/PO.DAAC から提供された MGDR データで, 図 2.20 に示した黒潮統流域を対象に 1993 年の約 1 年間 (サイクル 11~サイクル 47) を解析対象とした。以下, 本研究で採用した解析手法を, 解析手順に沿って説明する。本手法は, 後述するように海面力学高度の時間平均成分をジオイドデータを用いずに推定する手法であるが, 坂井ら (1994) によって GEOSAT のデータを黒潮~黒潮統流域に適用して, 黒潮流域を対象とした水路部発行の海況速報との比較から, 黒潮の流軸の変動特性を再現できることが確認されている。以下の解析手順で示す図面においては, 解析において用いたフィルターの効果がわかりやすいように, 一部で GEOSAT の解析例を用いた。

(a) 初期補正

高度計データの解析に当たっては, まず生データである高度計と地表面との距離 Ra に対して, 電離層における自由電子量の光速補正 Ic , 対流圏での乾燥大気 Dr と湿潤大気 Wt による光速補正, および波浪による電波の反射位置補正量 Eb の初期補正を施す (Benada, 1993)。このとき, 補正後の高度計と海面との距離 Cr は, 以下のようになる。

$$Cr = Ra + (Wt + Dt + Ic + Eb) \quad (2-2-5)$$

この修正値と準楕円体を基準とする衛星の軌道高度 Al から, ジオイド高と海面力学高度の和である海面高度 SSH が求められる。

$$SSH = Al - Cr \quad (2-2-6)$$

さらに, 地衡流場を計算する場合には, この SSH のデータから潮汐成分ならびに大気圧の変動による海面高度の変動成分, およびランダムな軌道誤差, 系統的な軌道誤差, 任意の測定誤差といった様々な誤差成分を除去する必要がある。このうち, 初期補正の段階においては, 誤差成分を除く以下の補正を行う。海洋潮汐の補正量を Ot , 固体潮汐の補正量を St , 地軸の振動による極補正量を Pt , および大気圧変動による海面高度補正量を em としてこれらの補正を行うと, 補正後の海面高度 $RSSH$ は,

$$RSSH = SSH - Ot - St - Pt - Ib \quad (2-2-7)$$

となる。以上の補正データは, MGDR の CD-ROM に 1~3 種類のデータセットが収録されており, ユーザー自身がそれぞれの補正データを選択できるようになっている。本研究では, ユーザーハンドブック (Benada, 1993) で推奨されている補正データセットを用いた。

以上の補正後の海面高度は空間と時間の変数なので RSSH を $S(r, t)$ と再表記すると、以下の成分に分解することができる。ただし、 r は空間パラメータ、 t は時間パラメータである。

$$S(r, t) = G(r) + \bar{\zeta}(r) + \zeta'(r, t) + \varepsilon_s(r) + \varepsilon_r(t) + \varepsilon_m(t) \quad (2-2-8)$$

ただし、 $G(r)$ ：ジオイド高、 $\bar{\zeta}(r)$ ：海面力学高度の時間平均成分、 $\zeta'(r, t)$ ：海面力学高度の時間変動成分、 $\varepsilon_s(r)$ ：系統的な軌道誤差、 $\varepsilon_r(t)$ ：ランダムな軌道誤差、 $\varepsilon_m(t)$ ：任意の測定誤差である。実際に、黒潮続流域の GEOSAT のデータに対して上記の初期補正を行った海面高度の解析結果を図 2.21 に示す。解析した軌道は、南緯 45° (西経 160°) 付近から北緯 45° (東経 160°) 付近へ向かう上昇軌道である。上式において、全球におけるジオイドの変動が数 10m であるのに対し、海面力学高度は黒潮などの強流帯においても高々 1m～2m 程度である。よって、海面高度から海面力学高度を精度良く求めるためには、数 cm～10cm 程度のジオイドデータの精度が必要となる。しかしながら、標準重力からの差である重力異常の値をストークス積分することによって計算されるジオイドの値は、原則として船舶による重力測定データを用いるため、比較的データの整っている日本の周辺海域においても重力データの蓄積が十分ではなく、現在得られるジオイド・データの精度は、誤差の rms が数 10cm 程度となっており (Ganeko, 1983)、直接ジオイドデータを用いて海面力学高度を算出することはできない。

(b) 海面力学高度の時間変動成分

初期補正後の海面高度から海面力学高度の時間変動成分を求める方法としては、同一軌道において時間的に異なる 2 つのデータを用いる同一軌道法 (Cheney *et al.*, 1983 ; Shibata and Kitamura, 1990) と、軌道の交差点に最小二乗法を適用するクロスオーバー法 (石井ら, 1981) がある。本研究では、同一軌道法を採用する。これは、まず先に求めた海面高度 (図 2.21) を軌道毎にデータの全期間で平均して時間平均成分を求める (図 2.22)。この時、求めた海面高度の時間平均 $\bar{S}(r)$ は、(2-2-8) 式より以下のようにジオイド高と海面力学高度の時間平均成分の和として表される。

$$\bar{S}(r) = G(r) + \bar{\zeta}(r) \quad (2-2-9)$$

ただし、系統的な軌道誤差はその大きさを推定することが難しいため (今脇・市川, 1990)、ここでは影響は小さいとして無視した。図 2.21 と図 2.22 の比較からもわかるように、海面高度、およびその時間平均成分は、海面力学高度より 1 オーダー以上大きい変動を示すジオイドによって、ほぼ決定されていることがわかる。なお、両図においては、南緯 20° 付近にトンガ海溝による激しい変動が見られ、また北緯 35° を境に北側で海面高度が増加しているのはシャツキー海膨の影響であり、北緯 30° から北緯 40° の間に黒潮続流が存在していると考えられる。

次に、各軌道毎に海面高度から海面高度の時間平均成分を引くと、以下ようになる。

$$S'(r, t) = S(r, t) - \bar{S}(r) = \zeta'(r, t) + \varepsilon_r(t) \quad (2-2-10)$$

ここで、任意の測定誤差は小さいとして無視した。この時得られる海面高度の時間変動成分には、ジオイド・データを用いるときに問題となるジオイド・データの誤差は含まれない。(2-2-10) 式に

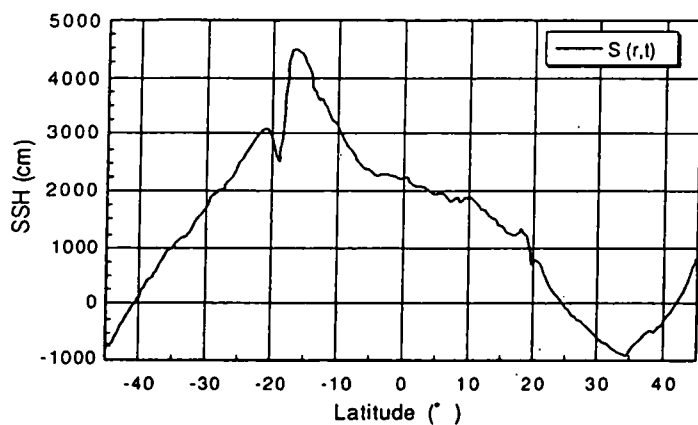


図 2.21 初期補正後の海面高度(黒潮
続流域の GEOSAT データ)

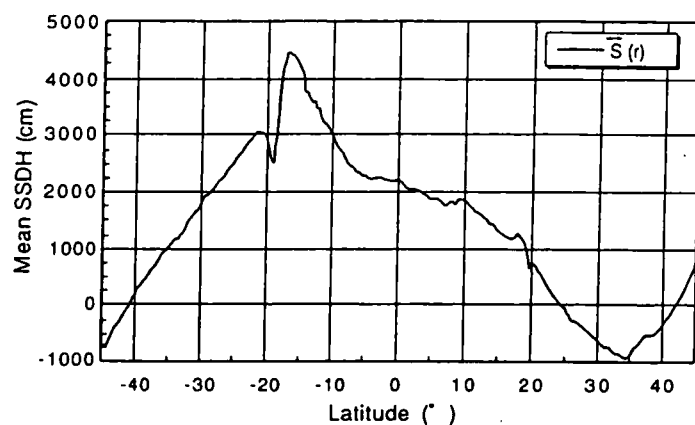


図 2.22 海面高度の時間平均成分(黒潮
続流域の GEOSAT データ)

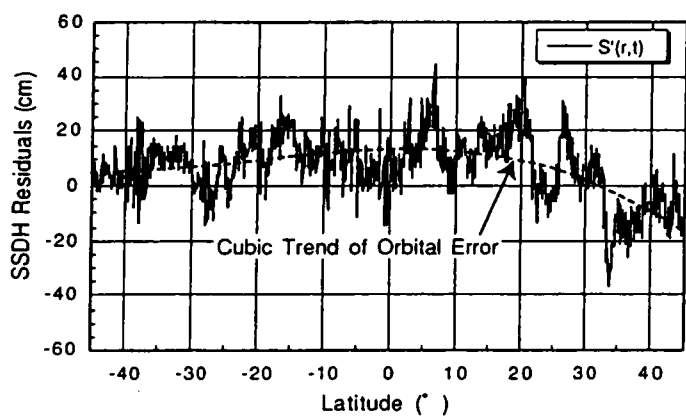


図 2.23 海面高度の時間変動成分と 3 次回帰
曲線(黒潮続流域の GEOSAT データ)

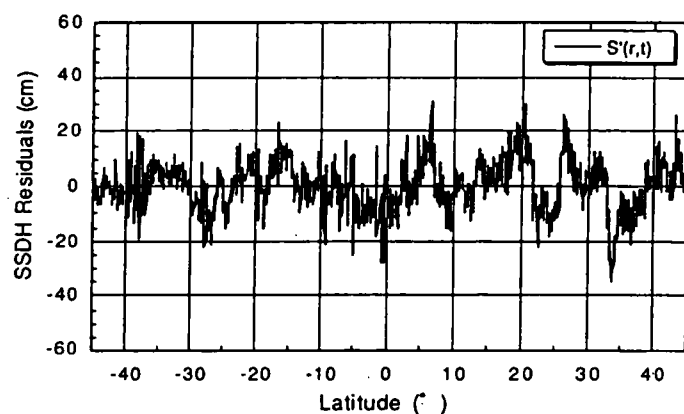


図 2.24 海面力学高度の時間変動成分
(黒潮続流域の GEOSAT データ)

において、海面力学高度の時間変動成分を算定するためには、ランダムな軌道誤差を除去しなくてはならない。このランダムな軌道誤差は、衛星の1周期が1波長となるような非常に長い波長であるため、それに比べて短い波長の海洋現象を対象とする場合には、低次の多項式などにより比較的容易に分離することができる (Cheney ら, 1983)。そこで、各サイクル各軌道毎に $S'(r, t)$ に対して3次曲線を回帰させて (図 2.23)、3次曲線の値を差し引くことによって、ランダムな軌道誤差成分を除去した (図 2.24)。ただし、この時、季節変動や年変動などの長周期の海面変動成分も同時に除去される点に留意しなくてはならない。そこで、海洋の長周期変動に比べランダムな軌道誤差は時間的に周期が短いと考えられるので、本研究では軌道毎に3次曲線の5サイクル分 (約 50 日) の移動平均を海洋の長期変動成分と定義し、各サイクルの3次の回帰式から移動平均成分を差し引いたものをランダムな軌道誤差成分とした (倉賀野ら, 1994)。海洋の長期成分は、最終的な海面力学高度を求める際に再び加える。以上の補正により、海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'(r, t)$ が求められる。なお、各サイクル毎に測点位置のずれが生じるので、解析に当たっては、最終的にあるサイクルを基準に選び、各サイクルの値をその基準点に線形内挿して測点位置補正を行った。

(c) 海面力学高度の時間平均成分

本研究では、海域を黒潮および黒潮統流域に限定し、その力学特性から3つの仮定を設けることにより、海面力学高度の時間変動成分からジオイドデータを用いずに海面力学高度の時間平均成分を推定する。増沢 (1965) は、1955 年～1964 年の海上観測データから、水深 200m における 15℃ の等温線を黒潮および黒潮統流の流軸として、その流路変動を求めた (図 2.25)。黒潮の流軸変動は、数年間隔で蛇行路と直進路を繰り返すのに対し、黒潮統流の流軸は黒潮に比べて短い時間間隔で変動することがわかる。いずれの場合も、その流軸の変動は、基本的に南北方向に変化している。以上の特徴、および過去の観測結果を参考に、黒潮および黒潮統流域の海面高度の特性として以下に示す3つの仮定を設ける。

仮定

1. 観測期間中の黒潮 (黒潮統流) の流軸位置の空間的変動幅は黒潮 (黒潮統流) 自身の流軸横断幅よりも大きい。
2. 黒潮 (黒潮統流) の横断方向に対する両端の海面力学高度は時間的に一定である。
3. 解析領域において各軌道毎の海面力学高度の最大値、および最小値は黒潮 (黒潮統流) の横断方向の両端において出現する。

上記の仮定 (1) については、黒潮 (黒潮統流) の流軸横断幅が、過去の海洋観測結果などから 100km 程度と言われており、図 2.25 よりほぼ成り立つと考えられる。仮定 (2) は、黒潮 (黒潮統流) の海面力学高度の絶対値が各軌道毎に一定ということである。そのため、先に求めた海洋の長周期変動成分は、この段階では除いておかなくてはならない。なお、黒潮 (黒潮統流) の海面力学高度の高低差は、過去の海洋観測結果より 1m 程度と言われている。仮定 (3) は、黒潮 (黒潮統流) の北側

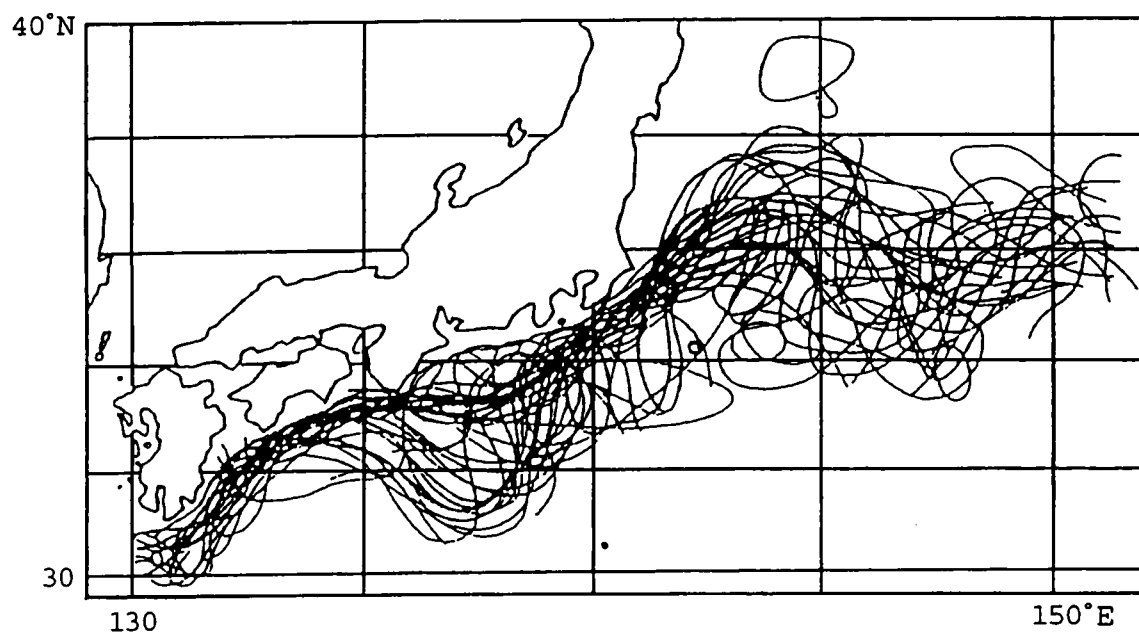


図 2.25 黒潮および黒潮続流の流路変動(増沢, 1965)

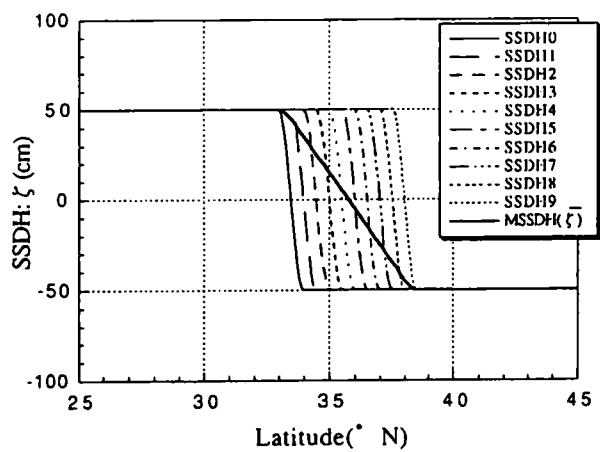


図 2.26 仮想モデルにおける海面力学高度とその時間変動

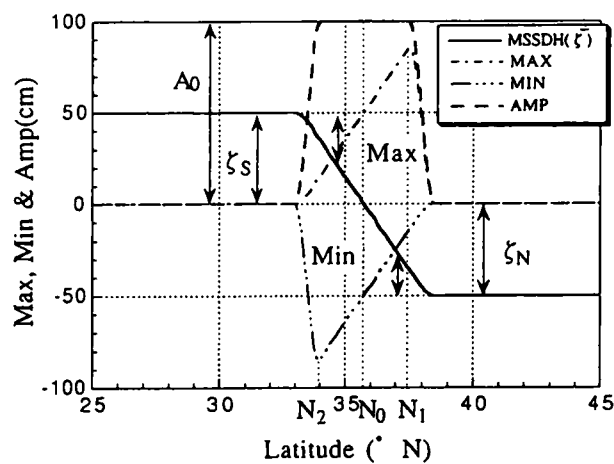


図 2.27 仮想モデルにおける海面力学高度の時間変動の包絡結果

に暖水塊、および南側に冷水塊がある場合は問題にならないが、逆の場合には、この仮定が成り立たなくなる点に留意しなくてはならない。

以上の仮定に基づき、まず各軌道毎に全サイクルの海面力学高度の時間変動成分をプロットし、その時の各測点における最大値、最小値の包絡線、および最大値から最小値を差し引いた各地点における時間変動成分の最大振幅値を求める。図 2.26 に示す仮想モデルに対して、これらの値を算出した結果を図 2.27 に示す。図中、SSDH0~9 は各サイクル (サイクル 0~9) の海面力学高度、MSSDH は平均海面力学高度、Max および Min は最大値および最小値の包絡線、Amp は振幅値を表す。ここで、先に示した 3 つの仮定が成り立つとき、Max および Min の値は、

$$Max = \zeta_S - \bar{\zeta} \quad (N < N_1) \quad (2-2-11)$$

$$Min = \zeta_N - \bar{\zeta} \quad (N_2 < N) \quad (2-2-12)$$

となる。ただし、 ζ_S および ζ_N は、黒潮 (黒潮統流) の流軸横断方向の両端の SSDH の値、 N は緯度、 N_1 および N_2 はそれぞれ Max および Min の極大値と極小値が出現する位置である。このとき、Amp が最大となる位置を N_0 、その時の Amp の値を A_0 とおくと、 N_0 は N_2 と N_1 の間にあるので、

$$A_0 = Max - Min = \zeta_S - \zeta_N \quad (2-2-13)$$

となり、

$$Max - A_0 = \zeta_N - \bar{\zeta} \quad (N < N_1) \quad (2-2-14)$$

となる。よって、式 (2-2-12) と (2-2-14) より、 ζ_N がわかれば、全軌道上の $\bar{\zeta}$ を求めることができる。しかしながら、 ζ_N の値は未知であるため、 ζ_N の推定値 ($\hat{\zeta}_N$) として N_1 と N_2 の中間における Min の値を採用して ζ_N を求める。この時、得られる $\bar{\zeta}$ の値には、 ζ_N の推定値 ($\hat{\zeta}_N$) の誤差であるバイアス成分が含まれることになるが、地衡流速を計算するときには相対的な海面勾配がわかればよいので、このバイアス成分による影響は受けない。以上により、海面力学高度の時間平均成分が求められる。

解析の一例として、図 2.20 に示した TOPEX の軌道 060 と 186 の実観測データから求めた最大値および最小値の包絡線とその振幅値を図 2.28 に示す。なお、包絡線および振幅値を求めるに際し、各測点の前後 1 測点を含めた 3 点の移動平均を施し平滑化を行った。これは、今回の解析では 1 年間のデータのみを対象としたことにより、データの少なさが要因となって包絡線が場所によってはノイズ状に凸凹して滑らかに繋がらない場所があるため、それらをスムーズに補間するために行った。図 2.27 に示した仮想モデルの結果と実際の解析結果を比較してみると、図 2.28 の軌道 060 の方は理想モデルの結果と良い対応を示しているのに対し、軌道 186 の方は、黒潮統流の変動域と見られる北緯 $31^\circ \sim 37^\circ$ 以外に、北緯 $37^\circ \sim 40^\circ$ 付近にもかなり大きな変動が見られる。この変動は黒潮統流の北側に存在する暖水塊または黒潮統流の分岐流によるものと考えられる。これらの変動域を切り離して、別途同様の手法を適用することも考えられるが、黒潮統流の変動域とどこで分離するかという点で任意性 (主観性) が大きいため、本解析では最も大きな変

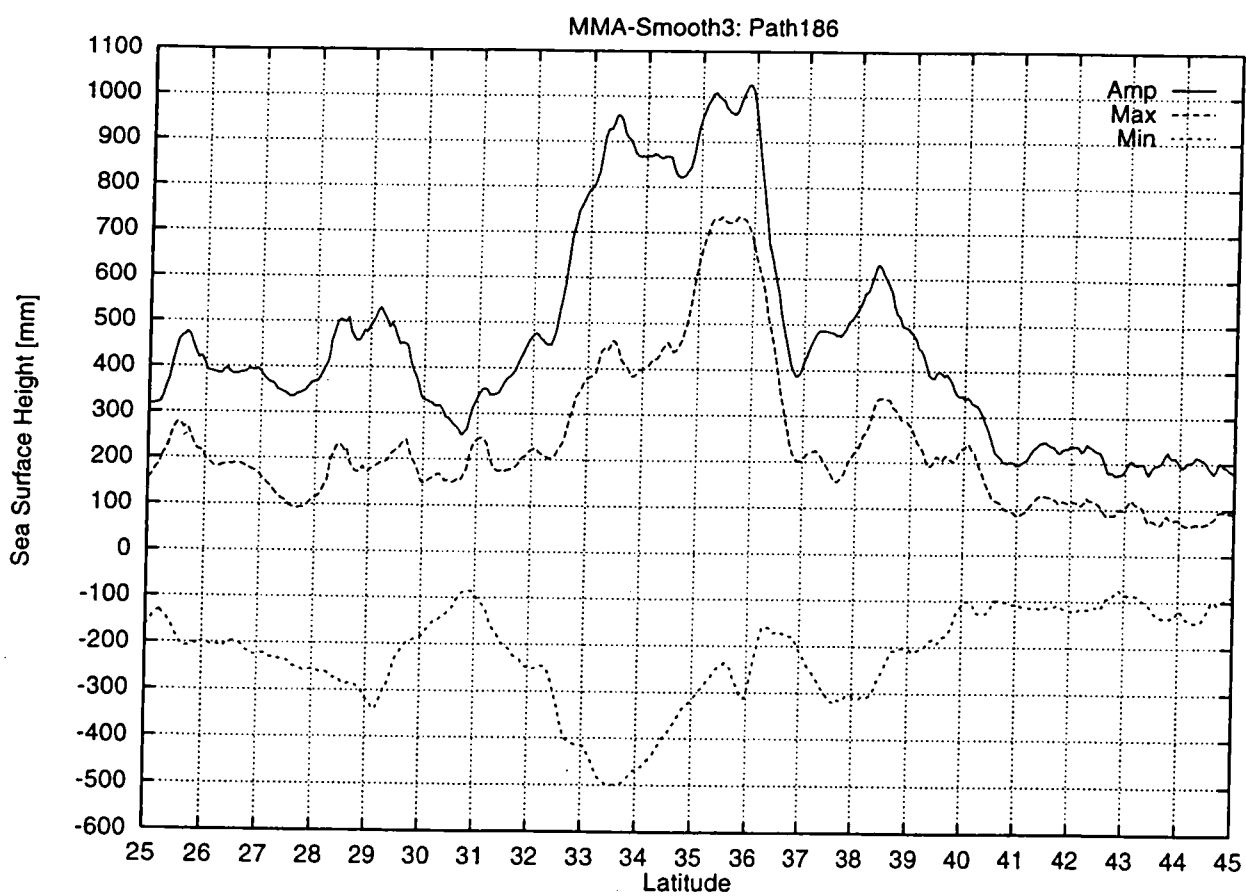
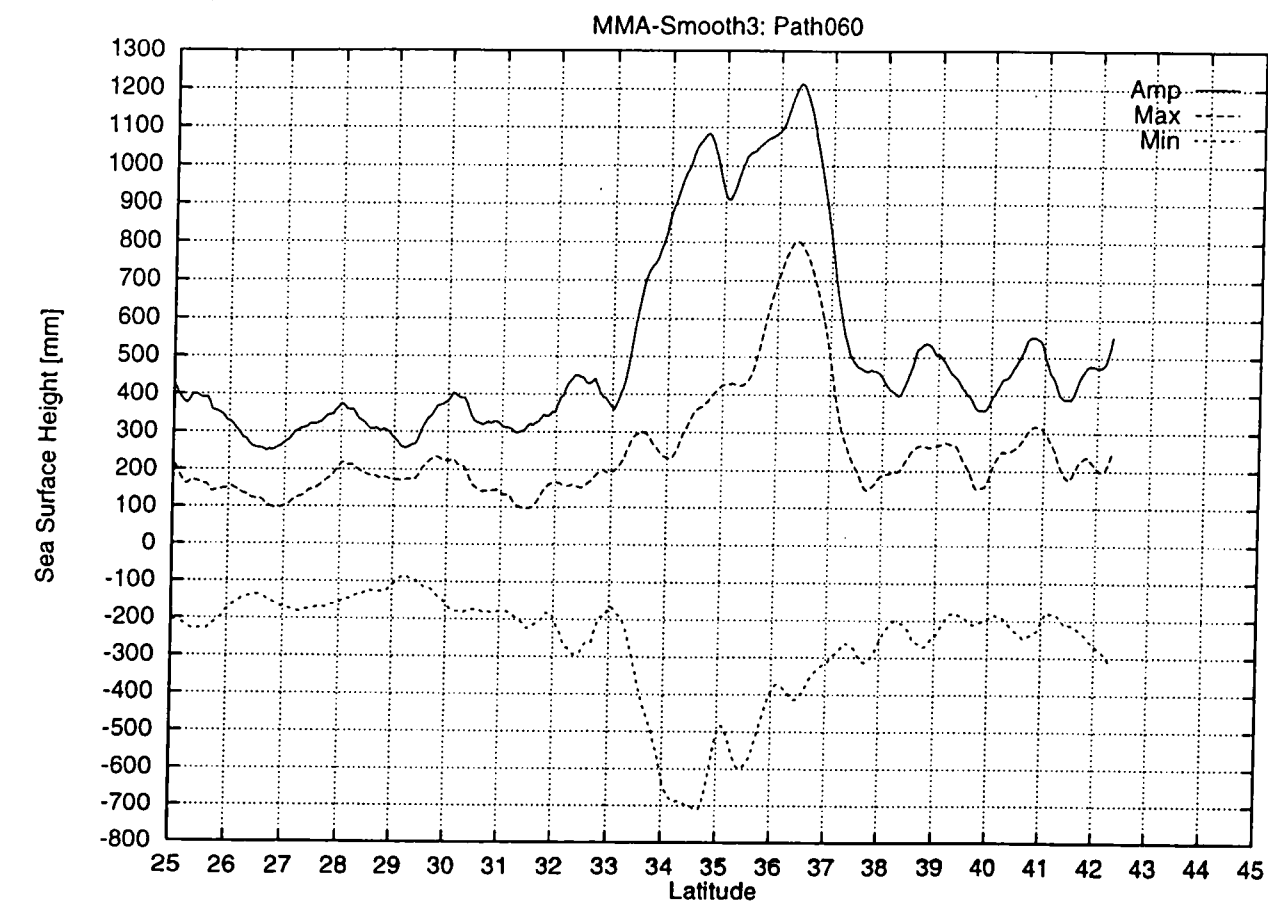


図 2.28 TOPEX データにおける Amp, Max, Min の解析例(上：軌道 060, 下：軌道 186)

動のみに本手法を適用することとした。以上により軌道毎に求めた海面力学高度の時間平均成分に対して、先に求めた時間変動成分と海洋の長周期成分を足し合わせるにより、海面力学高度分布の絶対高が求められる。ただし、軌道毎に海面力学高度の時間平均成分を求める際の誤差(バイアス成分)が含まれている。本解析手法の適用範囲を事前に特定することは困難であるため、一般に黒潮統流域と考えられている緯度範囲よりも広い北緯 25° ~ 北緯 45° を解析範囲として(図 2.20)、後述する表層漂流ブイデータとの比較によって、適用範囲の評価を行うこととした。

2.2.3 表層漂流ブイデータ

TOPEX の解析結果との比較に用いる表層漂流ブイのデータは、カナダの MEDS(海洋環境データサービス) から提供されたものである。表層漂流ブイは水深 15m の位置にペーンが付いているため、ブイの移動軌跡は表層から水深 15m 間の平均的な流れを代表していると考えられる。オリジナルのデータセットは、ブイ毎にデータの測定間隔がランダムであり、また観測データには何らかのエラーと見られる異常値が含まれている場合があるため、本研究においては以下の処理を行った。

手順

1. 同じ漂流ブイ番号のデータセットにおいて、連続するデータの時間間隔が 18 時間より離れているものは、別のデータセットに分ける。
2. 全ての漂流ブイデータを線形内挿により 1 時間間隔のデータセットに再配置する。
3. 潮流や慣性振動などの短周期変動を除去するために、e-folding scale を 12 時間とするガウシアン・フィルターを施す。
4. 最終的に、各漂流ブイのデータセット毎に軌道図を書き、異常な軌道と思われる漂流ブイのデータを除去する。

短周期振動除去の一例として、東経 160° 以東の黒潮統流流軸中心域を漂流しているブイに対してガウシアン・フィルターを適用する前後の時系列データをそれぞれ図 2.29 に示す。図より、ガウシアン・フィルターにより短周期変動が除去されていることがわかる。

2.2.4 解析結果

(a) 海面力学高度の時間平均分布

前項で述べた方法で求めた軌道毎の結果から海面力学高度の時間平均成分の平面分布を作成する場合、軌道同士の交点において時間平均成分の値が必ずしも一致しない。これは、本手法で求められる海面力学高度の時間平均値には、黒潮および黒潮統流の海面力学高度の絶対高を特定できないことによるバイアス成分が、それぞれの軌道毎に含まれるためである。このバイアスは軌道毎に地衡流速を求める場合には影響しないが、平面分布を作成する場合には、軌道毎にバイアス値が違う点が問題となってくる。

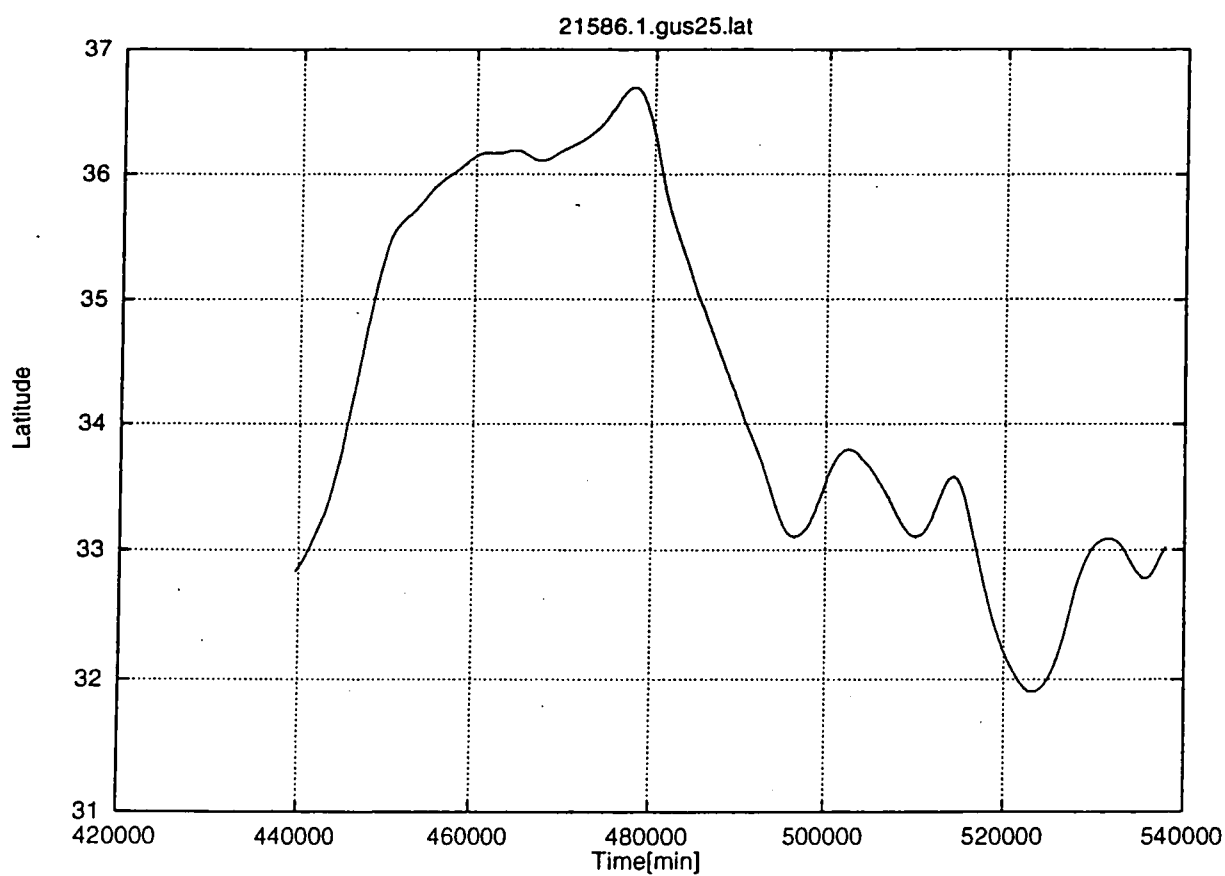
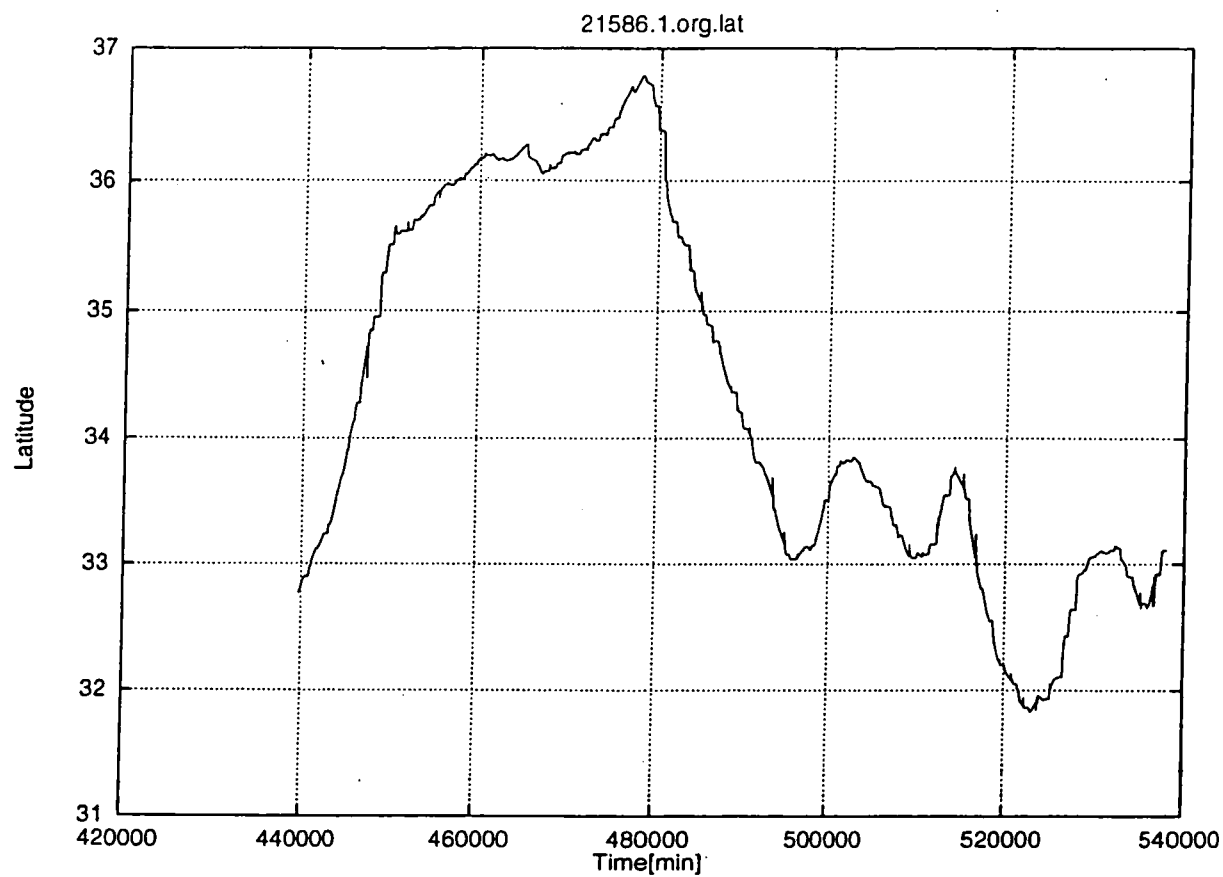


図 2.29 表層漂流ブイデータに対する短周期変動の除去(上：除去前，下：除去後)

そこで、まず全軌道交点において、各軌道間の海面力学高度の時間平均値の差を求める。なお、各軌道の差の正負は、図 2.20 に示す上昇軌道(南西から北東へ向かう軌道)の値から下降軌道(北西から南東に向かう軌道)の値を差し引くものとして定義した。次に、軌道毎に求めたこの交点の差の平均値をそれぞれの軌道から差し引き、これを全上昇軌道に対して行う。以上の処理を 10 回繰り返し、軌道交点の差の総和が最も小さいケースを求め、その時の各軌道の時間平均成分値を平面分布作成に用いた。以上の平均操作によって得られた軌道データに対し、T/P の軌道の空間分布特性を考慮して、東西方向に 2.8° 、南北方向に 1.4° の e-folding scale とする楕円型のガウシアン・フィルターによって、 $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ の格子データを作成した。

次に、海面力学高度の時間変動成分に対して以下の時間補正を行う。T/P の 1 サイクルは約 10 日であるため、解析領域に含まれる軌道データは最大で 10 日程度時間的な違いがあることになる。そこで、各サイクルにおいて各軌道が解析領域の中心である北緯 35° を通過する時間を求め、その平均時間をサイクルの代表時間とし、それぞれの軌道に対して代表時間における海面力学高度の時間変動データを前後のサイクルのデータから線形内挿する。これらの修正データを用いて各サイクルの代表時刻の海面力学高度を求めた。これら軌道データをもとに、先の時間平均成分の平面図作成の時と同じガウシアン・フィルターを用いて、各サイクルにおける海面力学高度の絶対値の平面分布(格子データ)を作成した。

図 2.30 に海面力学高度の時間平均成分の平面分布を示す。正の値を実線で、負の値を破線で表示した。また、図 2.31 に World Ocean Atlas(1994) の密度データ(気候値)より 1000db 面を無流面として力学計算(Appendix-B)したダイナミックデプス・アノマリーの平面分布を示す。それぞれの等値線間隔は、5cm および 0.05 ダイナミック・メートルである。図 2.30 には前述のバイアス成分、図 2.31 には無流面の選択による任意の誤差があるため、両者の相対分布について比較を行うと、WOA の気候値から求めた結果では黒潮統流の存在範囲が不明瞭で、複雑に蛇行する黒潮統流域の特性が表現されていないのに対し、TOPEX から求めた結果では黒潮統流の蛇行が明瞭に再現されていることがわかる。

(b) 海面力学高度の経時変化

本手法により求めた海面力学高度分布の妥当性についてさらに検討するために、各サイクルの海面力学高度の絶対値の等値線分布と表層漂流ブイの軌跡を比較する。解析したデータの内、サイクル 42~45 の海面力学高度の平面分布と各サイクルに存在した表層漂流ブイの軌跡を重ね合わせた結果を図 2.32 に示す。コンターの間隔は 5cm である。漂流ブイの軌跡は、始点を大きな黒丸で示し、それ以降の移動位置は小さい黒丸で示した。また、漂流ブイの位置は 1 時間間隔のデータをもとに、図面では 12 時間間隔で間引いて示した。図より、黒潮統流の主流軸付近に見られる漂流ブイの軌跡は、本手法によって求めた等値線に沿って移動しており、本手法で求めた地衡流場(海面トポグラフィー)が精度良く再現されていると考えられる。また、東経 $155^\circ \sim 160^\circ$ 、北緯 $35^\circ \sim 37^\circ$ 付近に存在する漂流ブイが、蛇行した黒潮統流から切離した暖水塊に沿って時計回りに移動している点も良く対応している。一方、黒潮統流の主流軸付近から離れた北緯 $25^\circ \sim 30^\circ$ 、

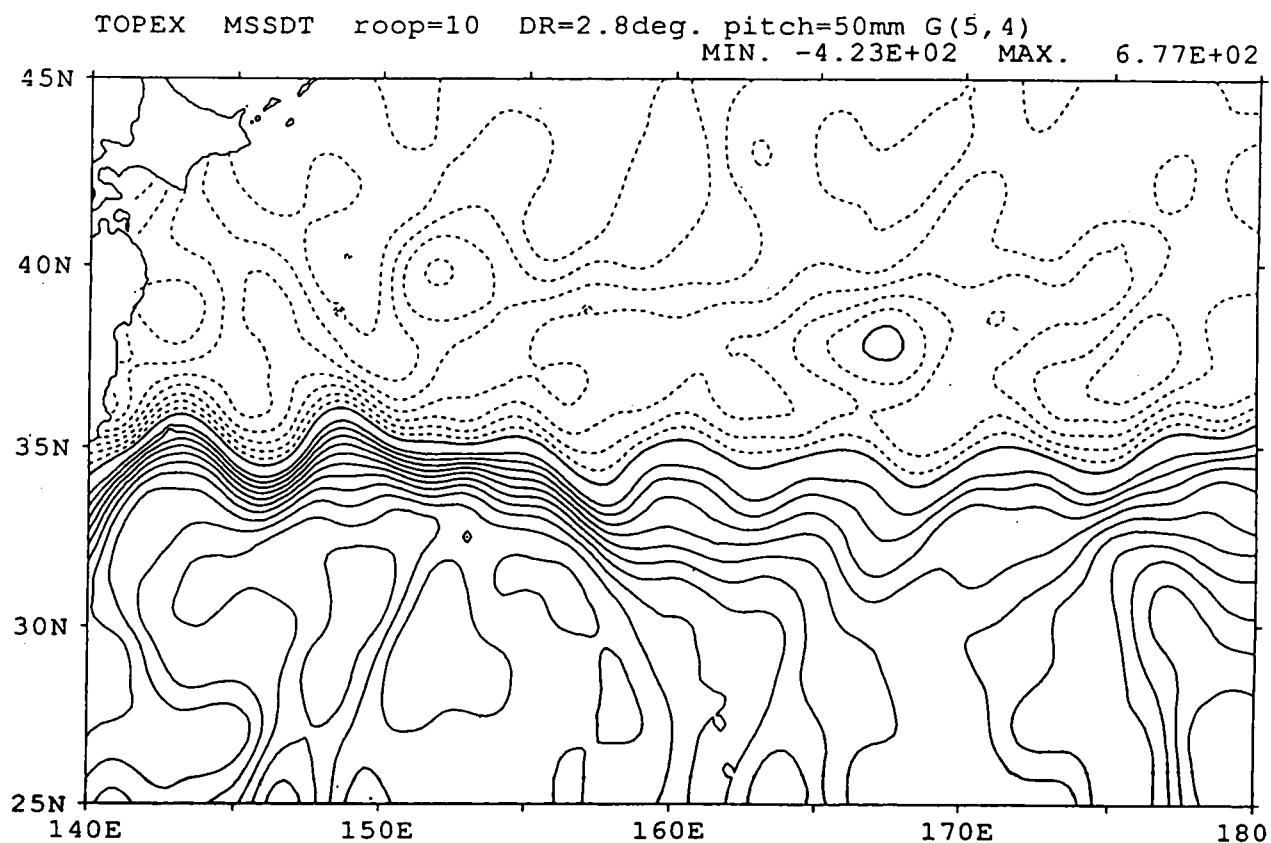


図 2.30 TOPEX より求めた海面力学高度の時間平均成分の平面分布

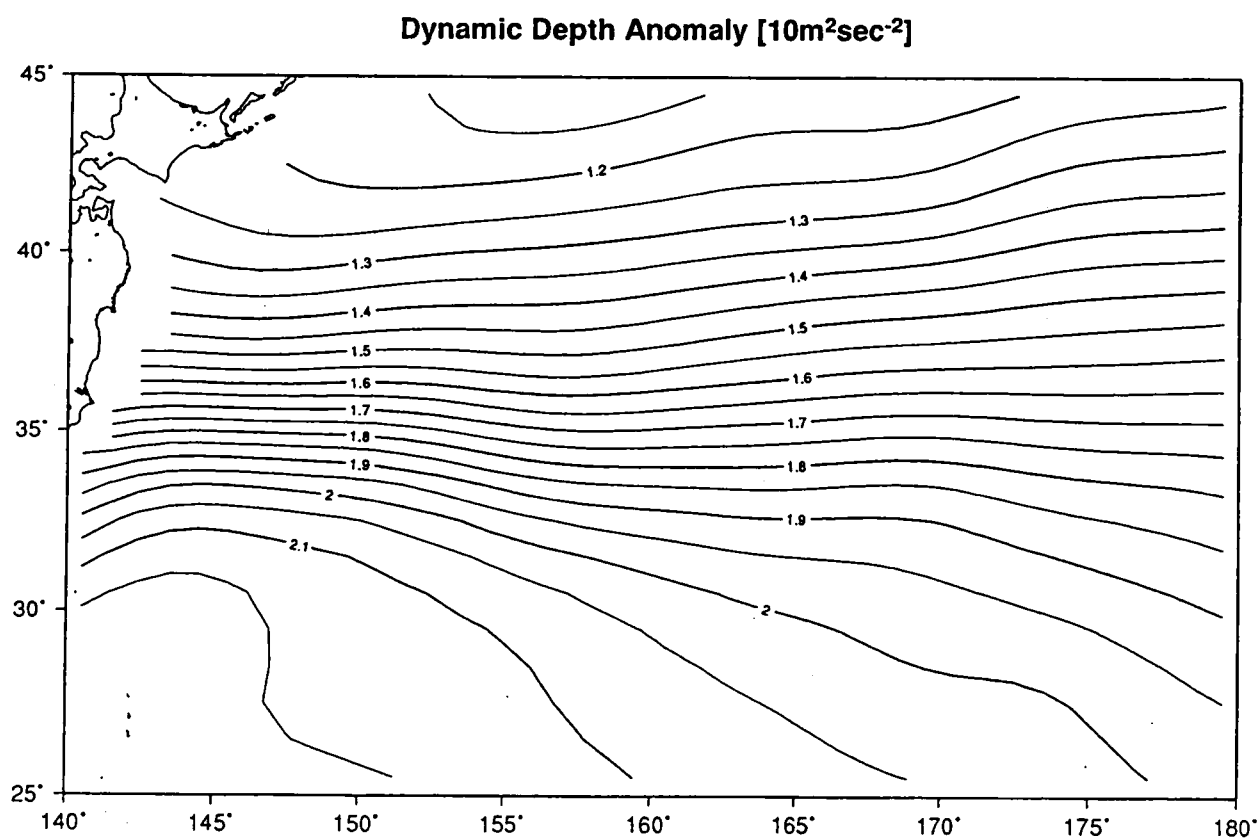


図 2.31 WOA より力学計算によって求めたダイナミックデプスアノマリーの平面分布

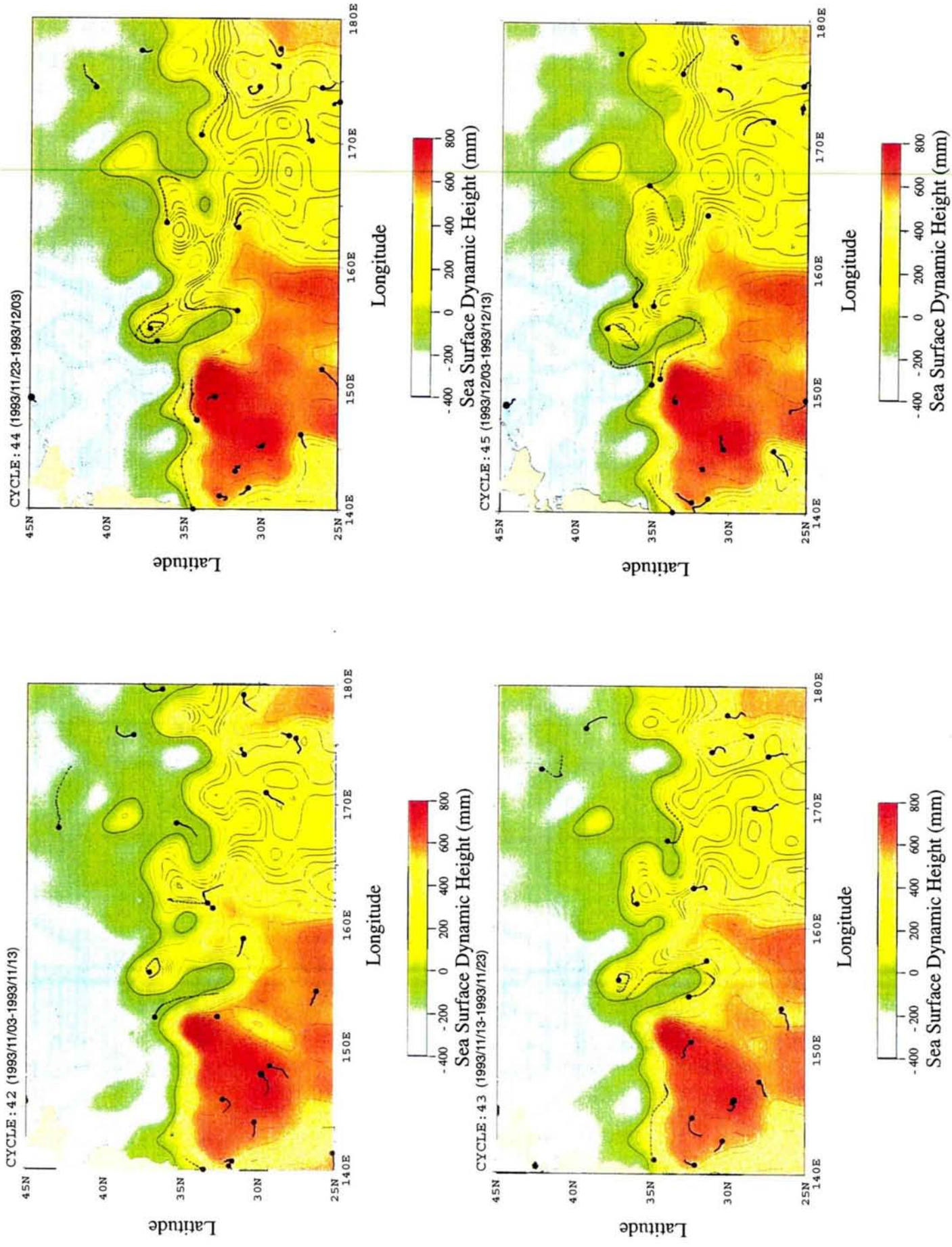


図 2.32 TOPEX による海面力学高度と表層漂流ブイの軌跡の比較(Cycle42-Cycle45)

および北緯 $40^{\circ} \sim 45^{\circ}$ の海域においては、海面力学高度の等値線分布と漂流ブイの軌跡との対応は明瞭ではない。これらの海域では、本手法で用いた仮定が成り立っていないことが考えられる。

(c) 地衡流の推定精度

次に、TOPEX から求めた各軌道毎の海面力学高度の水平勾配から地衡流速を算出し、同時期の表層漂流ブイの移動速度と比較することによって、本地衡流解析手法の定量的な評価を行う。まず、漂流ブイが T/P の軌道を通過する時の時間を求め、その時間に対する T/P による海面力学高度の値を前後のサイクルのデータを用いて時間的に線形内挿して求め、軌道と直交する方向の地衡流速成分を求めた。一方、漂流ブイのデータから衛星軌道を通過するときの移動速度を求め、その軌道に直交する方向成分を、TOPEX から求めた地衡流速成分と比較した。ただし、T/P による海面力学高度から地衡流速成分を計算する場合、勾配をとる範囲(空間距離)によって結果が変わってくる。本研究では、T/P の離散データとしての特性を考慮して、空間距離を最小の 6.3km(交点をはさむ ± 1 個目のデータ)、31.3km(± 3)、56.3km(± 5)、81.4km(± 7) と変化させ、T/P から求めた地衡流分速と漂流ブイから求めた移動速度の全データの相関係数と rms 差を求めた(図 2.33)。この結果より、空間距離として 56.3km を採用することとした。なお、T/P の海面力学高度値は、この空間距離に合わせて軌道データを移動平均し、解析に用いた。

両データを比較した全データの散布図、および相関解析の結果を図 2.34 に示す。データ数(全交点数)は 138 で、相関係数 0.83 と比較的高い値を示し、回帰直線の傾きは 0.45、切片が -1.09cm/s となった。残差の標準偏差は 17.4cm/s で、両者の rms 差は 36.3cm/s となった。T/P から求めた値の方が小さくなっているのは、両データの時・空間分解能の違い、およびそれぞれに対して行った平均操作の影響によるものと考えられる。Ichikawa ら(1995)は、黒潮流域において、GEOSAT のデータから最適内挿法によって求めた海面力学高度の時間変動成分と気候値から求めた時間平均成分の合成海面力学高度から 0.5° 格子のデータセットを作成し、同海域において約 8ヶ月間漂流した 1つの漂流ブイの移動速度と合成海面力学高度の値から求めた東西、南北方向の地衡流速成分とを比較し(データ数 239)、相関係数と rms 差はそれぞれ東西成分が 0.56 と 14cm/s 、南北成分が 0.48 と 20cm/s という結果を得ている。また、黒潮の主流方向である東西成分の回帰直線の傾きは 0.52、切片 1cm/s と本解析結果とほぼ同様の値となっている。Ebuchi and Hanawa(1995)は、本州南方海域における T/P のデータと同期して観測された TOLEX(Tokyo-Ogasawara Line Experiment)による約 10ヶ月間の ADCP データから、軌道と直交方向の地衡流の時間変動成分を比較しており、相関係数 0.69、rms 差 9.5cm/s 、回帰直線の傾きは 0.51 という結果を得ている。彼らは、時間変動成分のみの比較を行っているため、rms 差は本解析結果よりも小さくなっているが、回帰直線の傾きは本解析結果と同程度となっている。なお、図 2.34 におけるランダムなばらつきが小さいことから、本解析結果に及ぼす非地衡流成分の影響は小さいと考えられる。

図 2.35 に示すように、本解析範囲を zonal-direction($10 \sim 40$) および meridional-direction($1 \sim 8$) に分け、それぞれの領域別に結果を整理したものを図 2.36 と図 2.37 に示す。図中、()内にそれぞれの海域に存在するデータ数を示した。図 2.36 より、黒潮続流の主流域と考えられる領域 30(北緯

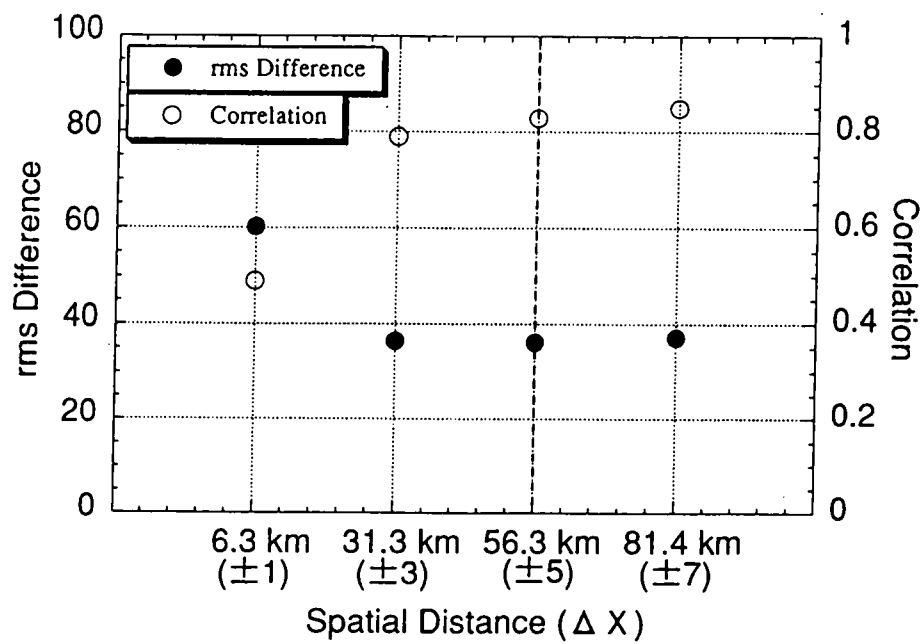


図 2.33 地衡流計算におけるデータの空間的な離散距離が解へ及ぼす影響

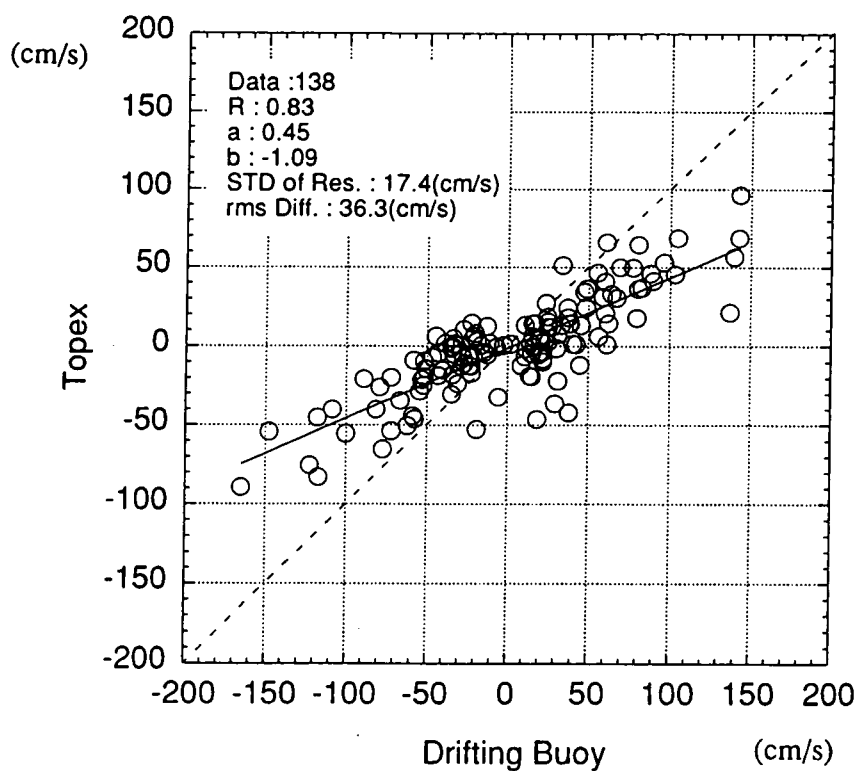


図 2.34 TOPEX と表層漂流ブイによる衛星軌道と直交する地衡流成分の比較

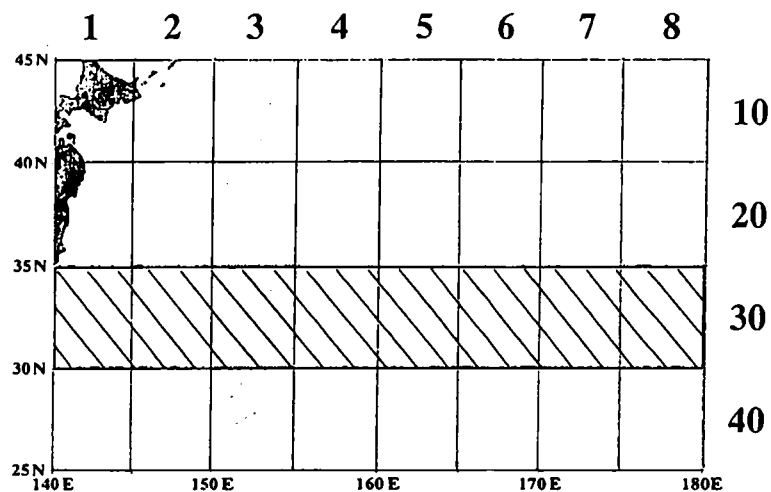


図 2.35 地衡流解析領域の分割

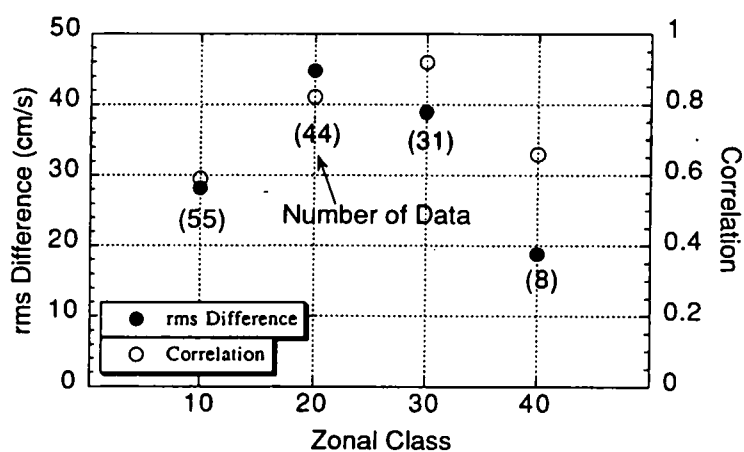


図 2.36 各領域別の解析結果(Zonal-Direction)

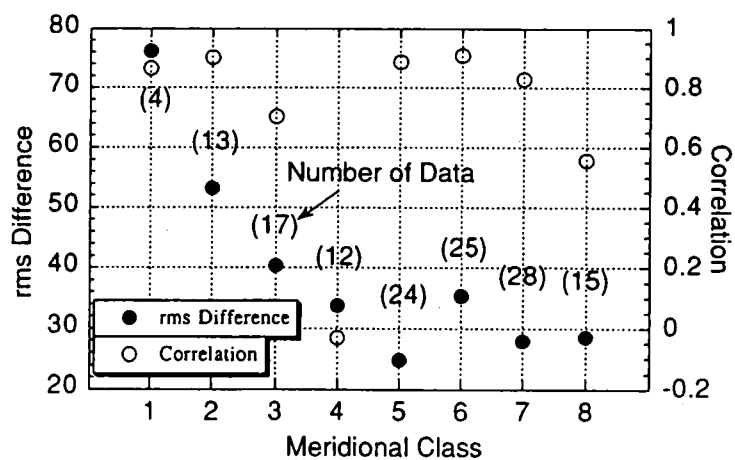


図 2.37 各領域別の解析結果(Meridional-Direction)

30°～35°)では、相関係数が0.92と最も相関が高くなり、領域20では0.82となった。一方、黒潮統流の主流域から離れている区分10および40では、両者の相関係数は0.6～0.7程度であった。データ数が少ないため、それぞれの相関係数についてt-検定を行ったところ、領域10、20、30では信頼度99%で有意であったが、領域40は信頼度95%においても有意ではなかった。rms差について見ると、領域20と30は両者の平均で42.5cm/sとなっており、領域10と40では20cm/s～30cm/s程度となっている。相関の良い黒潮主流域(区分20と30)では流速自身も大きいため、rms差は領域10、40より大きくなっている。図2.37について見ると、領域2、5、6、7は、相関係数が0.7以上と相関が高く、その値は信頼度99%で有意であった。領域1は、データ数が少ないため相関係数は高いがrms差が大きくなっており、相関係数は信頼度95%に対して有意ではなかった。領域3と4は、黒潮統流が大きく蛇行している領域で、地衡流の主流方向とT/Pの軌道方向がほぼ一致している期間が多いため、軌道と直交する方向の地衡流成分の解析精度が悪く、相関が低くなっていると考えられる。特に、領域4では、軌道方向に移動する漂流ブイの数が領域3より多いため相関が低くなっている。黒潮統流の最下流端である領域8については、相関係数0.56(信頼度95%で有意)とやや相関が悪く、本手法の推定精度がやや悪くなる。rms差について見ると、西から東の領域へ行くに連れ小さな値となっており、これは東方に行くに連れて黒潮統流の海面勾配が小さくなっていることに対応している。

以上の結果、本手法によって求めた軌道と直角方向の地衡流成分は、同時期の漂流ブイの移動速度と全般的に良い相関を示し、特に黒潮統流の主流域(北緯30°～40°)では精度が良いことが確認された。

2.3 結語

リモートセンシングは、観測層が表層に限定されるものの、広範囲を定期的に観測できるため、沿岸域を含む広域観測手段として有効である。本章では、熱赤外センサーの観測データを用いて、主に時間スケールの短い非地衡流成分が卓越する海域を中心に流況推定を行った。また、マイクロ波高度計の観測データを用いて、地衡流近似が成り立つ黒潮統流域の地衡流解析を行った。得られた成果をまとめると、以下のようになる。

1. NOAA/AVHRRの熱赤外画像による流況推定

(a) テンプレート法の適用性

- i. 熊野灘の黒潮分枝流のフロント域近傍を対象に、約24時間間隔のNOAA/AVHRR画像を用いてテンプレート法を適用した結果、1.4km～3.5km四方のテンプレートを設定することにより、30cm/s～35cm/sの移動速度で北東方向に進行する黒潮分枝流のフロントを捉えることができた。ただし、地形の影響で水塊分布の変化が激しいと考えられる陸近傍では、テンプレート法により水塊の移動を特定することはできなかった。

- ii. 日本海の対馬第3分枝流の極前線付近を対象に、約24時間間隔のNOAA/AVHRR画像を用いて5km～50kmのテンプレートを適用した結果、水温フロントが明瞭な領域においては、10cm/s～20cm/s程度の水塊の移動が見られた。また、水塊の回転を考慮したケースでは、冷水塊が反時計回りに回転する動きを捉えることができた。さらに、同期間において、約12時間間隔の3つの連続画像と約24時間間隔の2つの連続画像を用いてテンプレート法を適用した結果、両者による水塊の最終的な移動先はほぼ同一地点になり、本海域ではどちらのデータもテンプレート法には有効であることが確認された。

(b) 福島沖合流動の沿岸域への影響

- i. 約1週間間隔のNOAA/AVHRR画像を用いて、黒潮系の暖水舌と親潮第一貫入の動きを画像判読し、流速計による沿岸観測結果との対応を見た結果、両者の変動は良い対応を示し、本海域の沿岸流況は沖合流況の影響を受けていると考えられる。
- ii. 約24時間間隔のNOAA/AVHRR画像を用いてテンプレート法を適用した結果、沿岸流速観測地点に最も近いテンプレートの移動速度は、テンプレートサイズが約25km四方の時は約8.4cm/sで南南西方向へ移動し、テンプレートサイズが約13km四方の時は約6cm/sで南南西方向へ移動する結果となった。同時期の沿岸流速観測結果の24時間平均値は南南東に約2.5cm/sとなり、テンプレート法による解析結果は沿岸流速の観測結果と概ね一致することが確認された。

2. TOPEX/POSEIDONの高度計データによる地衡流解析

(a) 地衡流分布

- i. 本解析手法により求めた海面力学高度の時間平均成分を気候値より力学計算により求めた平均海面力学高度場と比較した結果、本手法で求めた海面力学高度場には気候値では見られない黒潮続流の急峻な海面力学高度勾配と複雑に蛇行する様子が再現された。
- ii. 各サイクル毎に得られた海面力学高度の平面分布と同じ期間の漂流ブイの軌跡を比較した結果、黒潮続流の主流域では海面力学高度の等値線に沿って移動する漂流ブイが多く存在し、本手法の妥当性が示され、また本領域において地衡流近似が精度良く成り立っていることが確認された。

(b) 地衡流速の推定精度

- i. 漂流ブイが軌道を通る交点において、海面力学高度から求めた軌道と直交する方向の地衡流成分と、同方向の漂流ブイの移動速度成分とを比較した結果、全データ(138サンプル)に対する相関係数は0.83、回帰直線の傾き0.45、切片-1.09cm/s、標準誤差17.4cm/sとなった。観測時刻や観測層の違いを考慮すると、両者は良く対応していると考えられる。

- ii. 解析領域を緯度方向に分けて解析した結果、黒潮統流の主流域と考えられる領域(北緯 $30^{\circ} \sim 35^{\circ}$) で相関係数が最も高くなった。また経度方向に解析領域を分けて解析した結果、衛星軌道と同一方向に黒潮統流が大きく湾曲する領域(東経 $150^{\circ} \sim 160^{\circ}$) 付近では、軌道と直交する方向の地衡流速成分と軌道方向がほぼ一致するため、相関が他の領域より悪くなる傾向が見られた。

以上の結果、テンプレート法は熱赤外画像から非地衡流成分が卓越する沿岸海域の広域流況を客観的に推定できる手法として有効であり、また海面高度計のデータに黒潮(黒潮統流)の力学特性に基づいた3つ仮定を用いる手法を適用することにより、我が国南部の沿岸流動に影響を黒潮(黒潮統流)の地衡流場を精度良く推定できることが確認された。

参考文献

- Benada, R. (1993) : *Merged GDR TOPEX / POSEIDON users handbook*, PO.DAAC, JPL.
- Cheney, R. E., J. G. Marsh and B. D. Beckley (1983) : *Global mesoscale variability from collinear tracks of Seasat altimeter data*, J. Geophys. Res., 88(C7), 4,343-4,354.
- Ebuchi, N., and K. Hanawa (1995) : *Comparison of surface current variations observed by TOPEX altimeter with TOLEX-ADCP data*, J. Oceanogr., 51, 351-362.
- Emery, W. J., A. C. Thomas, M. J. Collins, W. R. Crawford and D. L. Mackas (1986) : *An objective method for computing advective surface velocities from sequential infrared satellite images*, J. Geophys. Res., 91(C11), 12,865-12,878.
- Ezer T. and G. L. Mellor : *Continuous assimilation of Geosat altimeter data into a three-dimensional primitive equation Gulf Stream model*, J. Phys. Oceanogr., 24, 832-847.
- Fu, L. -L., E. J. Christensen, C. A. Yamarone Jr., M. Lefebvre, Y. Menard, M. Dorrer, and P. Escudier (1994) : *TOPEX/POSEIDON mission overview*, J. Geophys. Res., 99(C12), 24,633-24,642.
- Ganeko, Y (1983) : *A $10' \times 10'$ detailed gravimetric geoid around Japan*, Marine Geodesy, 7, 291-314.
- Ichikawa, K. and S. Imawaki (1994) : *Life history of a cyclonic ring detached from the Kuroshio Extension as seen by the Geosat altimeter*, J. Geophys. Res., 99(C8), 15,953-15,966.
- Ichikawa, K., S. Imawaki and H. Ishii (1995) : *Comparison of surface velocities determined from altimeter and drifting buoy data*, J. Oceanogr., 51, 729-740.
- Jacobs, G. A., W. J. Emery and G. H. Born (1993) : *Rossby waves in the Pacific Ocean extracted from Geosat altimeter data*, J. Phys. Oceanogr., 23, 1,155-1,175.
- Kamachi, M. (1989) : *Advective surface velocities derived from sequential images for rotation flow field: limitation and applications of maximum cross-correlation method with rotational registra-*

- tion, J. Geophys. Res., 94(C12), 18,227-18,233.
- Kelly, K. A. (1989) : *An inverse method for near-surface velocity from infrared images*, J. Phys. Oceanogr., 19, 1,845-1,864.
- Matsunaga, T. and S. Rokugawa (1994) : *Monitoring of coastal thermal environments using a future spaceborne high spatial-resolution thermal infrared multispectral sensor*, in Proceedings of the second Thematic Conference on Remote Sensing for Marine and Coastal Environments, New Orleans, U.S.A., 1,401-1,412.
- McClain, E. P., W. G. Pichel and C. C. Walton (1985) : *Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea surface temperatures*, J. Geophys. Res., 90, C6, 11,587-11,601.
- Qiu, Bo., K. A. Kelly and T. M. Joyce (1991) : *Mean flow and variability in the Kuroshio Extension from Geosat altimetry data*, J. Geophys. Res., 96(C10), 18,491-18,507.
- Sakai, S., M. Mizutori and N. Nakashiki (1993) : *Satellite infrared monitoring of coastal environments*, Satellite Remote Sensing of the Oceanic Environment, Jones, I. S. F., Y. Sugimori and R. W. Stewart, Eds., Seibutsu Kenkyusha, 457-465.
- Sakai, S., T. Kuragano and A. Shibata (1998) : *Geostrophic current estimation in the region of the Kuroshio extension using TOPEX data*, Remote Sensing of the Pacific Ocean by Satellites, Brown, R. A., Eds., Earth Ocean & Space, 230-240.
- Shibata, A. and Y. Kitamura (1990) : *Geosat Sea Level Variability in the Tropical Pacific in the Period from November 1986 to February 1989, Obtained by collinear Method*, The Oceanographical Magazine, Vol.40, Nos.1~2, 1-26.
- Tai, C.-K. and W. B. White (1990) : *Eddy variability in the Kuroshio Extension as revealed by Geosat altimetry : Energy propagation away from the jet, Reynolds stress, and seasonal cycle*, J. Phys. Oceanogr., 20, 1,761-1,777.
- Vastano, A. C. and R. O. Reid (1984) : *Sea surface topography estimation with infrared satellite imagery*, J. Atmos. Oceanic Tech., 2, 393-400.
- White, W. B., C.-K. Tai and W. R. Holland (1990) : *Continuous assimilation of Geosat altimetric sea level observations into a numerical synoptic ocean model of the California Current*, J. Geophys. Res., 95(C3), 3,127-3,148.
- World Ocean Atlas (1994) : *World Ocean Atlas CD-ROM Series 1994*, NOAA/NODC.
- Zlotnicki, V., L.-L. Fu and W. Patzert (1989) : *Seasonal variability in global sea level observed with Geosat altimetry*, J. Geophys. Res., 94(C12), 17,959-17,969.
- 石井春男, 西田英男, 伊藤友孝 (1981) : 日本南方における SEASAT-1 アルティメーターデータの解析, 航水研ノート, 空と海, Vol.4, 1-10.
- 今脇資郎, 市川香 (1990) : GEOSAT 海面高度計データから求めた日本近海の海面変動, 月刊海洋, 22(9), 540-545.

- 牛島省, 宮永洋一, 竹田浩文 (1989) : 画像処理手法による 2 次元平面内の流速計測手法, 電力土木, 221, 1-11.
- 宇野木早苗 (1993) : 沿岸の海洋物理学, 東海大学出版会, 672p.
- 蒲地政文 (1988) : 非定常なトレーサー場からの流速場の推定とその応用 (III) : 限界と改良, 日本海洋学会秋季大会講演要旨集, 39-40.
- 倉賀野連, 柴田彰, 網野正明, 坂井伸一 (1994) : TOPEX/POSEIDON 高度計データによる黒潮統流域の力学高度の解析, 海面変動と地球, 月刊地球, 16(10), 632-636.
- 香西克俊, 土屋清 (1989) : NOAA/AVHRR 単一画像による黒潮表層流動ベクトルの評価, 日本海洋学会秋季大会講演要旨集, 99-100.
- 坂井伸一, 水鳥雅文 (1992) : NOAA/AVHRR データによる広域流動推定手法の適用性, 海岸工学論文集, 39, 925-929.
- 坂井伸一, 水鳥雅文, 柴田彰 (1994) : Geosat 高度計による黒潮および黒潮統流域の広域流動観測, 海岸工学論文集, 41, 276-280.
- 境田太樹, 川村宏 (1990) : NOAA11-AVHRR による海面水温推定について, 日本海洋学会秋季大会講演要旨集, 226-227.
- 柴田彰 (1989) : GEOSAT 高度計で観測された日本周辺における相対的海面水位の変動について, 海と空, 65(1), 1-15.
- 関根義彦 (1997) : 伊勢湾内外の沿岸フロントの季節変動観測, 沿岸海洋研究, 37(1), 69-76.
- 西村仁嗣, 武若聡 (1988) : VTR 画像の相関解析による砕波時内部流速分布の推定, 海岸工学論文集, 35, 45-48.
- 増沢譲太郎 (1965) : 黒潮の蛇行ー本州南方の冷水塊ー, 科学, 35(11), 588-593.
- 水鳥雅文, 坂井伸一, 仲敷憲和 (1991) : 温排水モニタリングへの LANDSAT 衛星の適用性, 電力中央研究所報告, U91006.
- 和田明, 石橋道生 (1982) : 外海域における流動と拡散特性, 電力中央研究所報告, 382002.
- 柳哲雄, 篠原正光 (1997) : 伊勢湾口の熱塩フロントの変動, 海の研究, 6, 293-297.
- 海洋物理 II (1972) : 増沢譲太郎編, 東海大学出版会, 328p.
- 海洋大辞典 (1987) : 和達清夫監修, 東京堂出版, 589p.
- ノア衛星データ利用ハンドブック Version1.1 (1992) : (財) 日本気象協会.

3. 海洋レーダによる沿岸流動解析

衛星リモートセンシングは、ほぼ全球を対象に、広範囲を瞬時かつ繰り返して観測できるが、熱赤外センサーの場合は雲があると海面情報が得られず、また雲の影響を受けない高度計などのマイクロ波センサーでは空間分解能が数 km～数 10km と粗くなるため、沿岸観測への適用は困難となる。一方、海洋レーダは、陸上から海面に電波を照射して、海面波による反射波を受信して得られるドップラースペクトルから、レーダ視線方向の流速成分を観測する陸上リモートセンシング装置で、天候に左右されず、広範囲の沿岸域を一定時間間隔で連続観測できる (例えば、井口ら, 1989, 井口ら, 1990)。そのため、従来の船舶やブイ等による観測手法では技術的、コスト的に困難であった広域の流動分布を計画的に観測でき、発電所前面海域の環境影響調査の効率化、タンカー事故等によるオイル流出監視、海水浴場などレジャー施設の防災・管理、船舶の安全航行情報の提供、ならびに潮目観測等による漁業情報の提供など、多方面への活用が期待されている。

Crombie(1955) が短波帯電波の海面からの後方散乱は海洋波浪による共鳴散乱であるという原理を解明して以来、短波海洋レーダを用いた海洋観測は、米国や英国を中心に研究が行われてきた (Barrick *et al.*, 1977; Barrick, 1978; Shearman, 1986)。わが国では、(独法) 通信総合研究所が海洋レーダの開発に取り組み、1988 年に国内初の短波海洋レーダ (HF レーダ) の開発に成功し、1989 年より船舶等のデータと比較したレーダ視線方向の流速成分に関する実証観測を開始している (井口ら, 1989)。1992 年からは、種子島海峡や豊後水道において 2 台の HF レーダを使って海面の水平流速に関する研究を開始しており (大野ら, 1992; 徳田ら, 1993)、その後も国内の他の研究機関との共同観測などを通じて、流速測定に関する基本的な観測原理を確認している。ただし、海洋レーダの測定精度の検証のために用いられる比較データは、1 箇所の定点流速計のデータである場合や、航走式 ADCP による瞬間的なデータである場合が多く、複数の流速計による長期観測データを用いた広域の測定精度検証は十分に行われていない。短波海洋レーダが 50km 沖合までの広域を空間分解能 1.5km で観測する装置であるのに対し、観測範囲を 25km 程度までに絞り、沿岸域の流動場を高分解能で観測する目的で、超短波帯を用いる VHF レーダが、1996 年に国際工業株式会社によって開発された (徳田ら, 1997)。2 台の VHF レーダを用いた大阪湾における約 1ヶ月間の表層流動観測事例では、海面下 1m に設置した 5 測点の流速計との比較から、両者の間に良い相関が得られている。ただし、HF レーダに比べて観測事例が少なく、超短波帯を用いる海洋レーダの特性とその適用性については、まだ十分に評価されていない。2001 年には、(財) 電力中央研究所が、同じく VHF 帯を用いた DBF レーダを (独法) 通信総合研究所との共同研究により開発した。DBF レーダは、後述するデジタルビームフォーミング技術を用いることにより、HF レーダ、VHF レーダが 1～2 時間要していた 1 シーンの観測を、15 分で実施することができ、内湾など変動の激しい流動場の観測に適している。ただし、DBF レーダに関しても、現地観測が開始されたばかりであり、装置としての測定精度や短時間観測の有効性については検討の余地が残されている。

以上述べたように、我が国における海洋レーダを用いた研究の歴史は比較的浅く、前述した様々な用途へ海洋レーダを活用するためには、海洋レーダの基本性能とその適用性について十分に検

討しておく必要がある。本章では、HF レーダによる福島沖の現地観測 (坂井ら, 1994; Nadai *et al.*, 1997), および VHF レーダと DBF レーダを用いた伊勢湾北部海域の現地観測 (坂井ら, 1998; 坂井ら, 2002) の結果から、海洋レーダの測定精度について詳細に検討するとともに、海洋レーダによって得られた表層流動分布の時系列データから、観測海域の沿岸流動特性について検討する。

3.1 海洋レーダの概略および観測原理

本節では、HF レーダを例に取り、海洋レーダの概要と観測原理について簡単に説明する (野崎・梅原, 1989a, 1989b)。

一般に、海水面にはあらゆる波長の波が混在しており、風が吹き始めてから時間が十分に経ち成長した段階では、風速が大きいほど長い波長の波が卓越するという関係がある。風波は風に押されてできるので、風下に向かって進行する成分が最も強くなるが、波同士の非線形作用により風下以外に伝わる波も発生し、風上に向かう波もわずかながら存在する (図 3.1)。HF レーダでは、この特性を利用して、レーダの視線方向に伝搬する波による後方散乱を観測する。

沿岸部に設置された短波海洋レーダから発射された電波は、海面すれすれに入射するので、大部分のエネルギーは前方に反射されてレーダには戻ってこないが、電波の $1/2$ の波長を持ちレーダの視線方向に伝播する海面波は、ブラッグの条件を満たすため強い後方散乱を起こし、その散乱波はレーダによって受信される (図 3.2)。その結果、レーダ受信電波のドップラー・スペクトル上において、正負は対象な位置に 1 次散乱と呼ばれる強いピークが形成される (図 3.3)。

電波の波数ベクトルを \mathbf{k} 、波の波数ベクトルを \mathbf{K} とすると、共鳴散乱の条件は $\mathbf{K} = \pm 2\mathbf{k}$ で与えられる。いま、海に流れがないとすると、波数 \mathbf{K} の波の位相速度 V は、微小振幅波理論で深海波条件を満たす場合、次式によって与えられる。ただし、 g は重力加速度、 K は波数ベクトル \mathbf{K} の大きさを表す。

$$V = \sqrt{\frac{g}{K}} \quad (3-1-15)$$

共鳴散乱を起こす波の進行方向は、レーダの視線方向に平行なもののみであるから、後方散乱のドップラー・スペクトルを求めると、 $\pm V$ の速度に対応して、以下に示す周波数 $\pm f_{D0}$ の位置にピークが出ることになる。ただし、正のピークはレーダに近づく波、負のピークはレーダから遠ざかる波によるものである。

$$\pm f_{D0} = \pm \frac{\sqrt{Kg}}{2\pi} \quad (3-1-16)$$

しかし、実際に得られるドップラー・スペクトルは、図 3.3 に示すように 2 つのピークは正負とも $\pm f_{D0}$ から等間隔に右または左にずれている。これは実際は海水が静止しているのではなく、レーダ方向にある速度で動いているためである。この正負 2 つの大きなピークを 1 次散乱ピークと呼ぶ。HF レーダの送信波の平均波長は 12.2m (24.515MHz) であるから、これとブラッグ散乱を起こす海面波の波長は 6.11m であり、深海波条件を満たすと考えられるので、上式が成り立つ。従って、この 1 次散乱のピークのずれ Δf を測ることにより、海流のレーダ視線方向の速度を求めることができる。

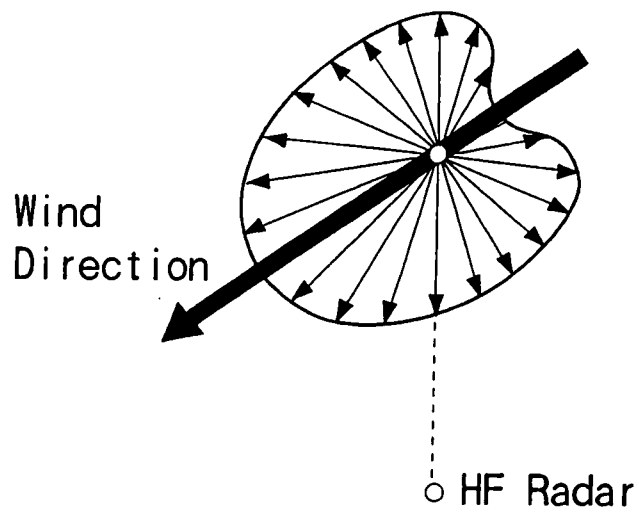


図 3.1 波浪の方向スペクトル

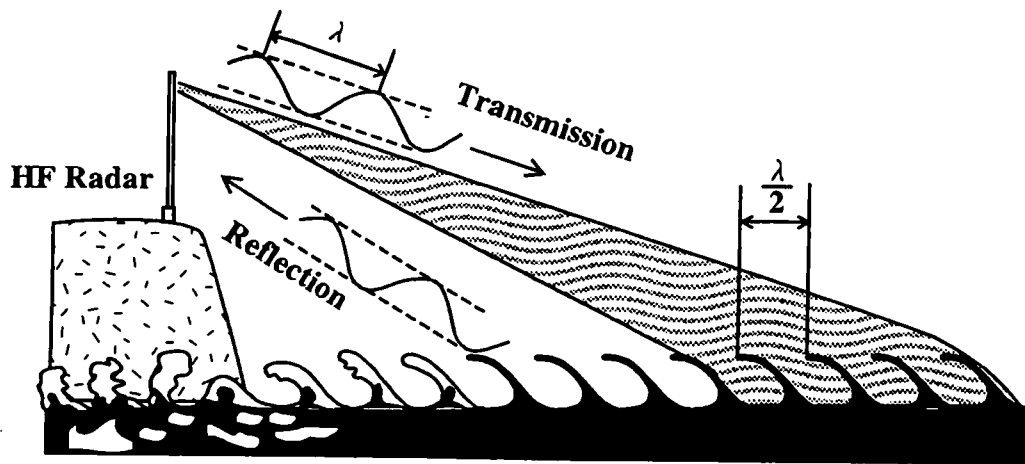


図 3.2 ブラッグ散乱の概念図

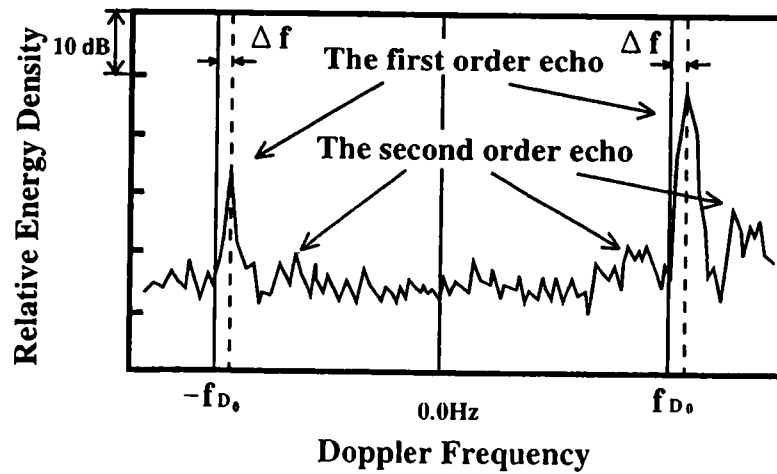


図 3.3 受信ドップラースペクトル

(独法) 通信総合研究所が開発した HF レーダは、レーダを送受信するアンテナ部 (図 3.4) と、送受信機、制御兼データ収録用パソコンを格納したコンテナ部 (図 3.5) とからなる。表 3.1 に HF レーダ、VHF レーダおよび DBF レーダの諸元を示す。HF レーダの特徴は、短波帯の周波数を用いて沖合 50km 付近までの広範囲を観測する点にあり、アンテナタイプは図 3.4 に示したフェイズドアレイタイプである。VHF レーダの特徴は、超短波帯の波長により、25km までの範囲を高分解能 (距離分解能、速度分解能) で測る点にあり、アンテナタイプは機械回転式を採用している。DBF レーダは、観測に要する時間が VHF レーダに比べて短時間化が図られている以外は、ほぼ VHF レーダと同じ性能を有している。また、アンテナタイプは、図 3.4 に示した同じフェイズドアレイ型のアンテナであるが、HF レーダのアンテナが 10 組の送・受信兼用アンテナからなるのに対し、DBF レーダは 1 組の送信アンテナに対して、別に 8 組の受信アンテナという構成となっている。送受信の方式は、送信と受信を交互に繰り返すパルスド・チャープ方式 (Frequency Modulated Interrupted Continuous Wave 方式) で、周波数範囲 B の電波を繰り返し周期 T_m により一定の割合で周波数を変えながら送信する。このとき r だけ離れた地点の波から反射波を受信すると、送信と受信の周波数差は距離 r に比例する (図 3.6)。図 3.6 より、受信波とその時の送信波との周波数差 $\Delta f'$ は、次式のように周波数の時間変化率 B/T_m に距離 r からの反射波が戻ってくるまでの時間 $2r/c$ をかけて求められる。ただし、 c は光速 ($3 \times 10^8 \text{ m/s}$) である。

$$\Delta f' = \frac{B}{T_m} \times \frac{2r}{c} \quad (3-1-17)$$

HF レーダの場合は、100kHz の掃引幅を 0.5 秒で掃引しているので、受信信号の反射距離は以下のようになる。

$$r(\text{km}) = 0.75 \times \Delta f'(\text{Hz}) \quad (3-1-18)$$

この 0.5 秒の間に 1024Hz のサンプリング・レートで 512 個のデータを取得するため、得られたデータをフーリエ変換することにより 2Hz から 512Hz までの周波数成分を検出できる。これが (2-4) 式の $\Delta f'$ に相当するので、1.5km から 384km までの距離対信号強度特性が得られることになる。この掃引をデータ収納ディスクが一杯になるまでの約 10 分間 (1,214 回) 連続して行う。掃引とデータ変換を繰り返し行い、距離対信号強度特性の時系列を作成し (図 3.7)、特定の距離に対応する信号配列を再作成することにより、特定の距離における散乱体の信号強度および位相の変化を求めることができる。さらに再びフーリエ変換することにより、その距離における散乱体からのドップラー・スペクトルを求めることができる。

このドップラー・スペクトルによって観測される海流の速度 v は、ドップラー周波数を Δf 、海面波の波長を λ とすると以下のようになる。

$$v = \Delta f \times \lambda \quad (3-1-19)$$

上式を電波の周波数 f を用いて表すと、電波の波長 L の半分が海面波の波長 ($\lambda = L/2 = c/2f$) であるから、次式のようになる。

$$v = c \times \frac{\Delta f}{2f} \quad (3-1-20)$$



図 3.4 HF レーダのアンテナの外観

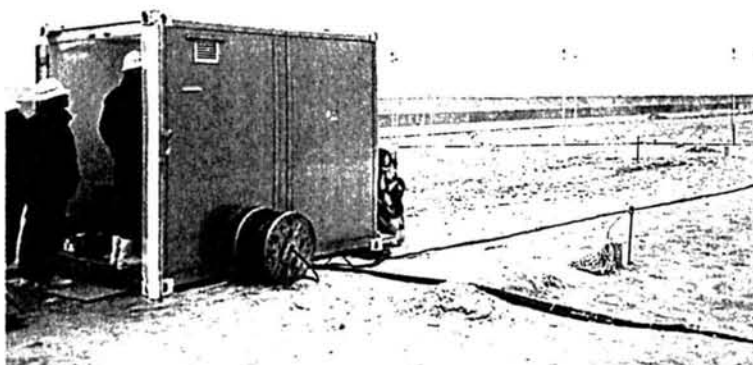


図 3.5 HF レーダのコンテナの外観

表 3.1 HF レーダと VHF レーダの主要諸元

項目	HF レーダ	VHF レーダ	DBF レーダ
空中線方式	Phased Array	機械回転式	DBF 方式による Phased Array
送受信方式	FMICW	FMICW	FMICW
中心周波数	24.515MHz	41.9MHz	41.9MHz
周波数掃引幅	100kHz	300kHz	300kHz
送信出力 (ピーク時)	100W	50W	100W
ビーム幅	15°	20°	13° ~ 17°
観測範囲	1.5km~50km	0.5km~25km	0.5km~25km
距離分解能	1.5km	0.5km	0.5km
速度分解能	14.78cm/s	2.89cm/s	2.13cm/s
時間分解能 *	2 時間	1 時間	15 分
設置面積	66m × 6m	15m × 15m	40m × 4m

*: 1 シーンの観測に要する時間

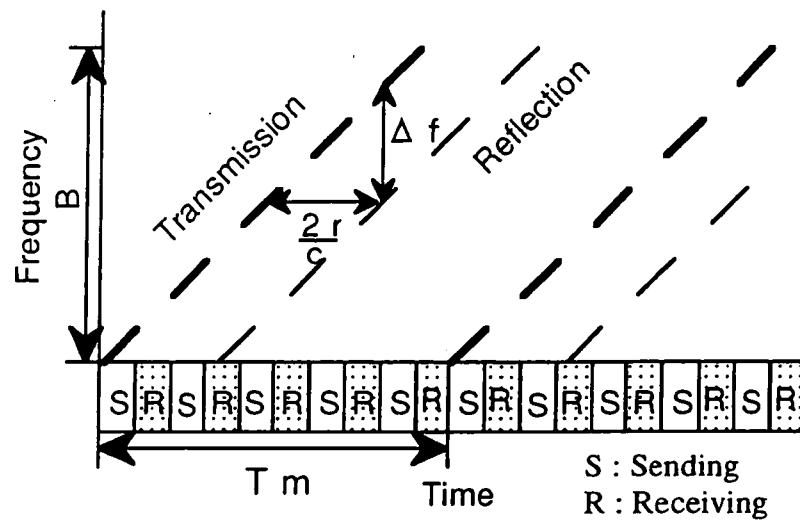


図 3.6 パルスド・チャープ(FMICW)方式

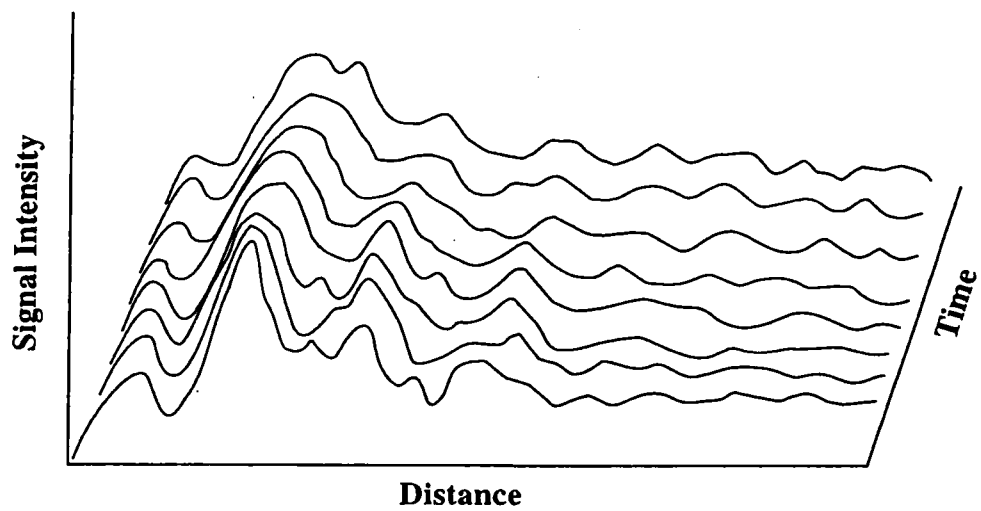


図 3.7 距離対信号強度特性

ドップラー・スペクトルは、フーリエ変換を施した 1,152 掃引分のデータから、各距離において連続した 256 掃引分 (128 秒分) のデータ配列を半分ずつ重なるように 8 列作成し、それぞれから求めたドップラー・スペクトルの平均として求める。よって、HF レーダの場合、 $\Delta f = 1/128$, $f = 24.515\text{MHz}$ であるから、速度分解能は 4.78cm/s となる。

海洋レーダによって測定される流れの代表水深は、流動場の鉛直プロファイルに依存する。Stewart and Joy (1974) や Barrick ら (1977) の研究によれば、流れが鉛直方向に変化する場合は、概ね海面波の波長の $1/(2\pi)$ 倍の深さまでの平均流速が海面波の位相速度に影響を与えるとされている。これより、HF レーダによる観測水深は、海域の流速が鉛直方向に一樣な場合は問題ないが、鉛直方向に変化する場合はその変化が線形であると仮定すると水深 50cm 程度の流れを観測することになる。一方、VHF レーダおよび DBF レーダの場合は、水深 30cm 程度の流れを観測していることになる。

3.2 HF レーダによる福島沖の表層流動解析

3.2.1 現地観測の概要

1993 年 3 月 8 日から 4 月 3 日の期間、図 3.8 に示す福島県沖の海域において、2 台の HF レーダ (St.r1, St.r2)、および流速計 (St.c1~St.c8) による表層流速観測を実施した。

(a) HF レーダによる観測

2 台の HF レーダを図 3.8 の St.r1 と St.r2 の海岸線に設置し、富岡町沖を中心とした海域の観測を行った。2 台のレーダ間の距離は約 20km で、それぞれ真東の方向を基準として、中心海域をさむように 7.5° 刻みに 12 方向の観測を行った。各視線方向の観測には 10 分間要するため、2 時間毎に 1 シーンの観測が可能となる。ただし、観測期間前半は、St.r2 のレーダ制御用パソコンの不調が原因で欠測があったため、本研究では、良好なデータが連続して得られた 3 月 18 日から 4 月 2 日までの 16 日間のデータを解析対象とした。

HF レーダの距離分解能は、視線方向に 1.5km であるため、本研究では 2 方向の視線流速成分から 1km の正方形格子上に 2 次元水平流速を合成して求めた。空間内挿方法として、格子点上の視線流速の大きさについては距離に対する双対関数を重み関数として用い、流向については線形補間を行った。一例として、3 月 24 日 7 時における視線流速分布を図 3.9 に、合成された水平流速分布を図 3.10 に示す。今回の観測では、沖合い 75km 付近までのデータが得られたが、沖合いでは空間内挿誤差が大きくなるため、沖合い 40km までを解析対象とした。また、時間方向に関しては、1 回の観測に 2 時間を要するため、各中心時刻を基準に前後の視線方向の流速成分を用いて線形補間により基準時刻の水平流速を求めた。

(b) 流速計による同期観測

St.c1 から St.c8 の 8 測点において流速計による同期観測を実施し、水深 2m にインペラー型流向流速計を係留して 15 分間隔でデータを取得した。ただし、St.c7 に関しては、陸地の影響によ

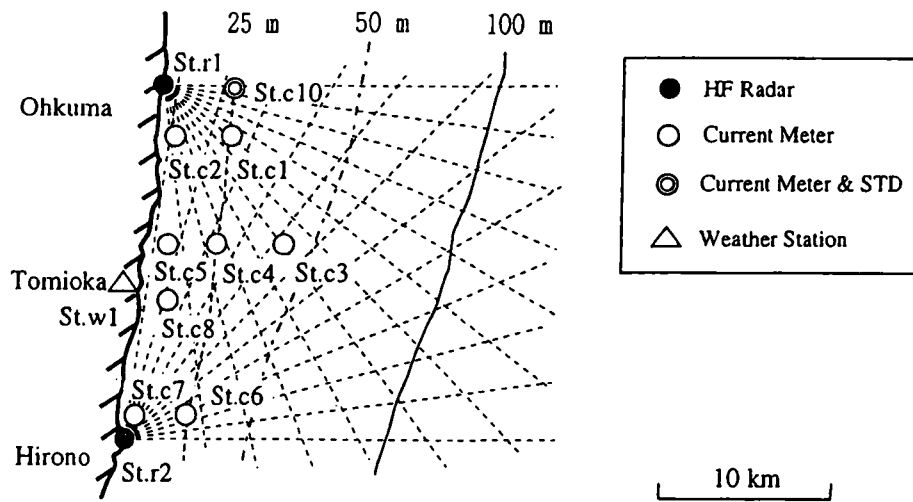


図 3.8 福島沖における観測点位置

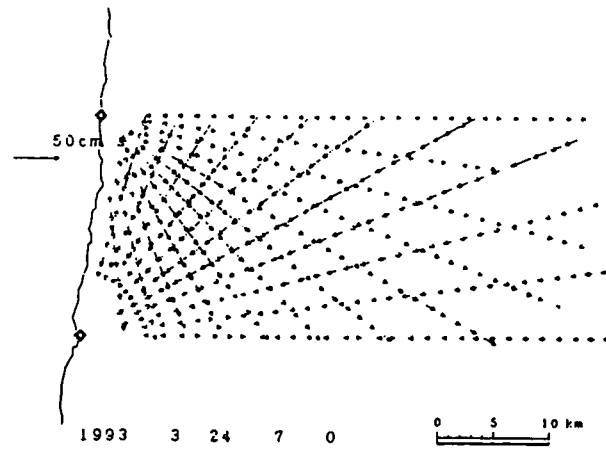


図 3.9 HF レーダによって観測された視線流速分布

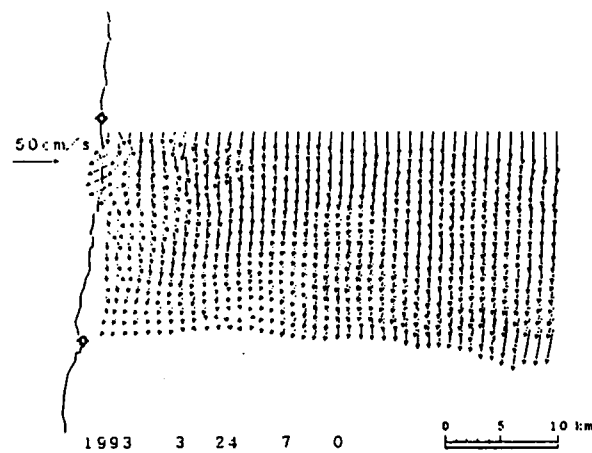


図 3.10 2 方向の視線流速より合成した
水平流速ベクトル

り St.r1 からにおいて HF レーダのデータが取得できなかったため、解析の対象から除外した。また、St.c10 において、鉛直 3 層 (-2m , -5m , -10m) の流速、水温、塩分を 15 分間隔で観測した。さらに、富岡沿岸の気象観測点 St.w1 において、地上 10m の高さに風速計を設置し、1 時間おきの風速・風向データを取得した。15 分おきに得られた流速計のデータは、HF レーダと比較するために、2 時間の移動平均処理を行った。両データの比較に際しては、流速計の値とそれに最も近い格子点の HF レーダの値を用いることとした。

3.2.2 HF レーダの流速測定精度

St.c3, St.c4, St.c5 における両データの流速値と流向の相関図を図 3.11～図 3.13 に、すべての測点における両データの比較結果を表 3.2 に示す。表 3.2 には、各測点の水深、沖合い距離、視線交差角、rms 差 (標準誤差)、相関係数、および回帰直線の傾きと切片の値を示す。各測点とも、データの総数は 171 である。表 3.2 より、測点 St.c1, St.c3, St.c4, St.c6 においては、流速、流向とも両データの相関が良く回帰直線の傾きもほぼ 1 に近い値を示している。これらの測点は、沖合い距離が 4km 以上、水深が 20m 以深、両視線の交差角も 90° に近い範囲にある。これら 4 測点における両結果の rms 差の平均は、流速の大きさが 8.37cm/s 、流向が 45.24° 、相関係数の平均値は流速の大きさが 0.86、流向が 0.88 となっている。

一方、沿岸に近い測点 St.c2, St.c5 においては、流速の大きさ、流向とも相関が悪くなっており、St.c8 においても上記 4 測点に比べやや悪くなっている。これは、両視線の交差角が非常に大きくなっていることが原因と考えられる。また、これらの点はいずれも岸に近いので、表層流速が風と応答して時間的に変動しやすいと考えられるため、両データの観測時間の違いの影響が相対的に大きくなることも要因と考えられる。

ここで、両者の相関が良い測点 St.c1, St.c3, St.c4, St.c6 においても、流向の rms 差が大きくなっている点について考察する。ここで例として、図 3.14 に示すような両視線が直交する場合で、真値の流速が小さい場合と大きい場合を考える。このとき、それぞれの推定値 (観測値) の u 成分が真値に対して速度分解能分だけ (4.78cm/s) ずれているとすると、流速の値が小さい U_1 の方が、流速が大きい U_2 に比べ、相対的に流向の誤差が大きくなる ($\theta_1 > \theta_2$) ことがわかる。これは元来、HF レーダの観測データが 4.78cm/s というやや粗い流速分解能の離散データから算出されるためである。そこで、前述の測点の中で HF レーダとの相関が高かった St.c1, St.c3, St.c4, St.c6 の 4 測点に対して、流速計の値が 10cm/s 以上の場合と 20cm/s 以上の場合のデータを抽出して、HF レーダと流向に関する相関を求めた。その結果、4 測点の平均は流速計の値が 10cm/s 以上の場合で rms 差が 35.76° 、 20cm/s 以上の場合で rms 差が 27.17° と、いずれの場合も全データを対象とした場合の値 (45.24°) よりも小さくなった (表 3.3)。これより、 10cm/s 以下の低流速が多く見られる沿岸域の場合、レーダの速度分解能の制約を受けて、流向の推定精度が悪くなると考えられる。

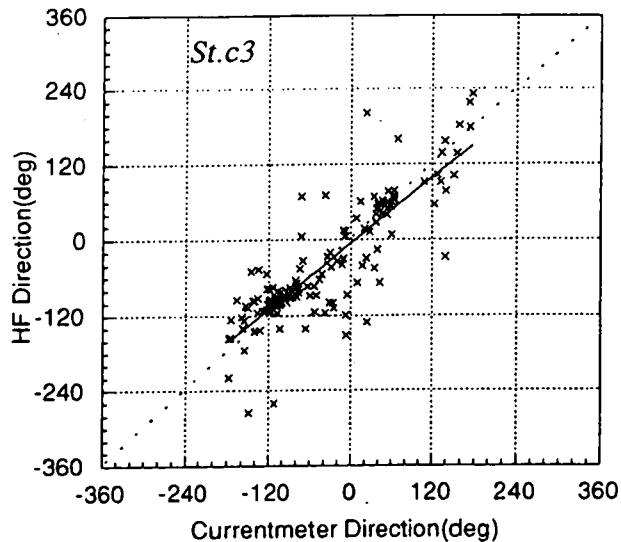
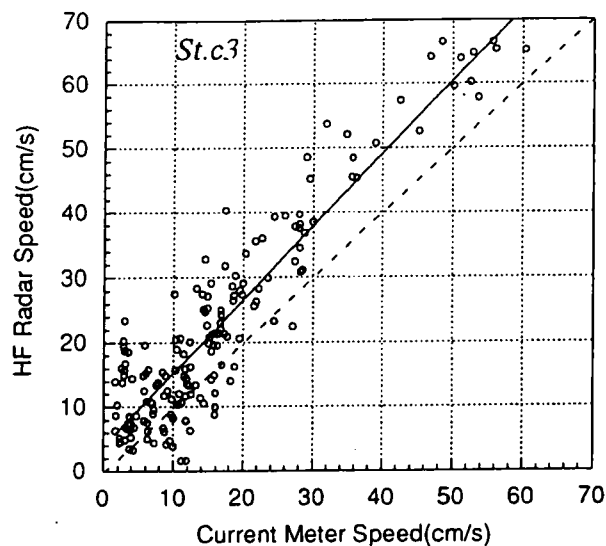


図 3.11 HF レーダと流速計の比較(St.c3)

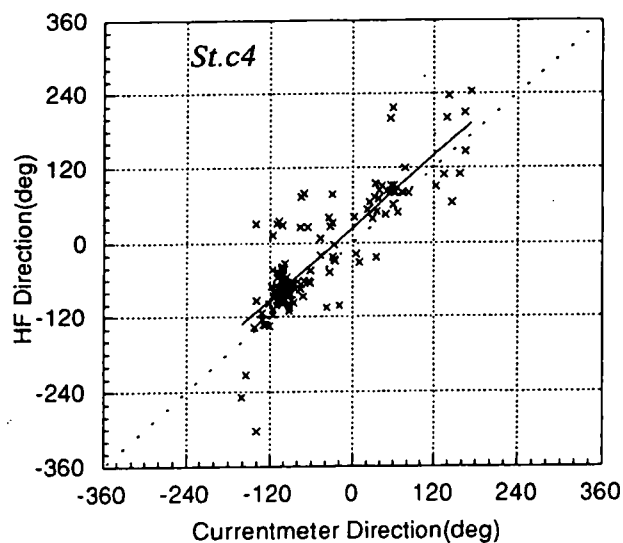
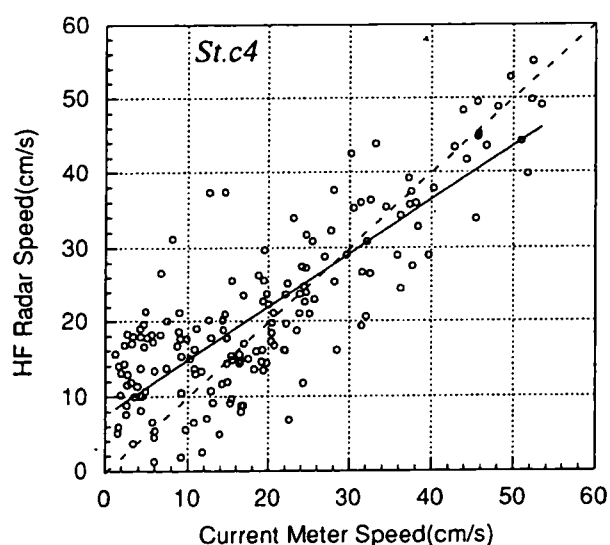


図 3.12 HF レーダと流速計の比較(St.c4)

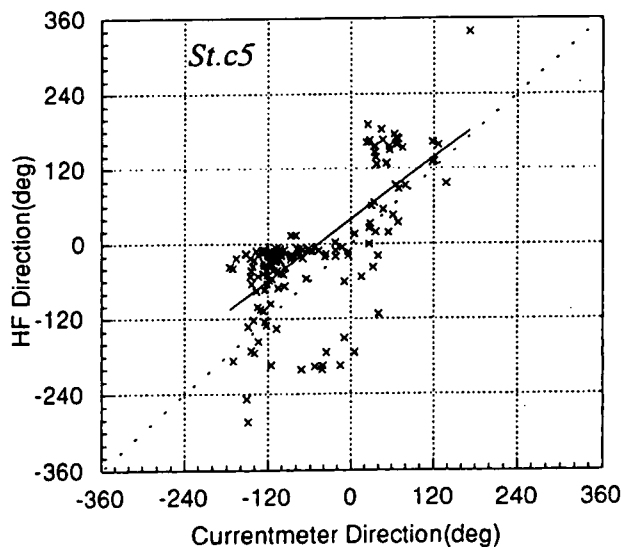
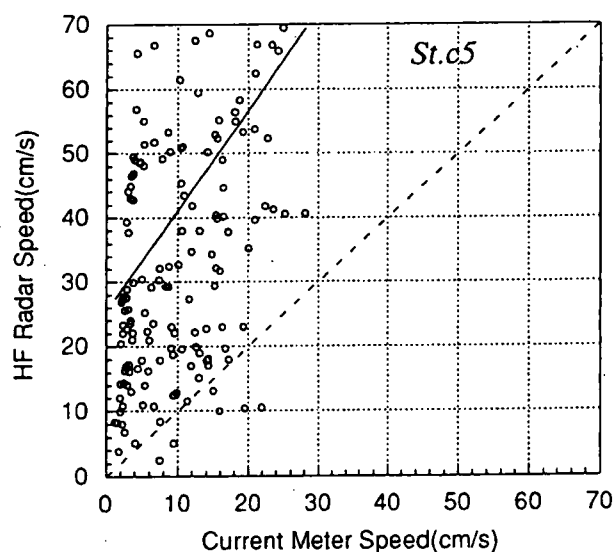


図 3.13 HF レーダと流速計の比較(St.c5)

表 3.2 HF レーダと流速計の比較結果

Current Meter	Depth (m)	Offshore Distance (km)	Beam Crossing Angle(°)	RMS Difference		Correlation Coefficient		Regression Line			
				Sp.	Dir.	Sp.	Dir.	Gradient		Intercept	
								Sp.	Dir.	Sp.	Dir.
St.c1	28.0	4.0	104	8.04	50.54	0.83	0.86	0.89	1.03	5.03	16.97
St.c2	12.0	1.1	148	22.29	72.91	0.58	0.81	1.13	1.12	13.27	30.06
St.c3	44.0	8.1	100	8.86	46.80	0.92	0.86	1.13	0.87	3.96	-5.23
St.c4	25.0	4.1	133	7.95	50.98	0.82	0.86	0.72	0.97	7.63	23.71
St.c5	10.0	1.3	164	42.23	87.59	0.34	0.68	1.56	0.82	25.48	39.41
St.c6	22.0	4.1	103	8.63	32.65	0.86	0.92	1.09	0.94	1.70	-5.99
St.c8	15.0	0.8	160	13.02	59.51	0.71	0.79	1.11	0.95	2.94	-5.83

Sp. : 流速の大きさ

Dir. : 流向

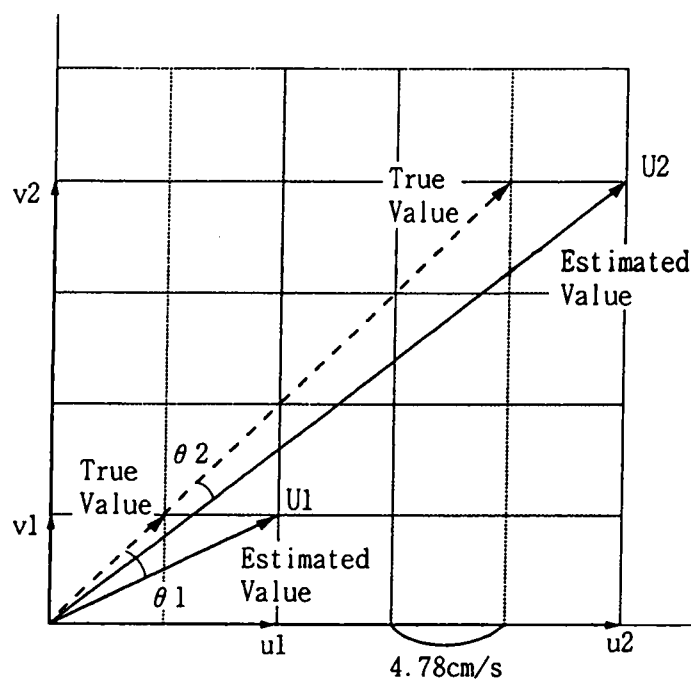


図 3.14 流速の分解能に依存する流向の推定精度

表 3.3 HF レーダと流速計の比較結果(流速の大きさと流向推定精度の関係)

	RMS Difference			RMS Difference			RMS Difference		
	All Data			Sp. ≥ 10cm/s			Sp. ≥ 20cm/s		
	No.	Sp.	Dir.	No.	Sp.	Dir.	No.	Sp.	Dir.
St.c1	170	8.04	50.54	121	7.78	43.44	67	8.04	41.42
St.c3	170	8.86	46.80	109	9.41	31.42	42	11.16	20.51
St.c4	170	7.95	50.98	119	6.56	43.21	69	6.16	26.72
St.c6	170	8.63	32.65	124	9.60	24.95	70	10.80	20.02
Average	170	8.37	45.24	118.25	8.34	35.76	62	9.04	27.17

No. : データ数

Sp. : 流速の大きさ

Dir. : 流向

3.2.3 福島沖の流動特性

本研究の解析対象である福島沖は、先の 2.1.5 で述べたように北からの親潮と南の黒潮前線に挟まれた混乱水域に当たっており、大規模な流動現象の影響を強く受ける海域である。大規模な海洋現象においては、コリオリ項と圧力項が釣り合った地衡流平衡が良い精度で成り立つが、沿岸から数 10km 程度の本海域では、海面における風応力や黒潮、親潮など大規模海流の相互作用によるフロント変動などの非地衡流成分の影響が大きいと考えられる。本海域では、過去において多くの研究がなされており、流動特性として南流と北流が卓越し、不規則に転流することが知られている（例えば、久保田ら、1978；和田・石橋、1982）。和田・石橋（1982）は、本海域において 10ヶ月の長期観測を実施しており、流速変動の統計解析結果から、年間を通じて南流と北流が 2 日～6 日程度の間隔で不規則に転流し、3～5 日の周期成分がやや卓越していると述べている。これら流速の数日周期の変動について、久保田ら（1978）は陸棚波との関連性を議論しており、和田・石橋（1982）は風の影響等に関して考察している。ただし、従来の海上観測手法では、時間的空間的な制約が大きいため、本海域における南流、北流、および転流の流動パターン変動などの広域流動変動特性については、未だ不明な点も多い。本項では、HF レーダによって得られた広域の表層流速ベクトルの時系列データをもとに、同海域の流動場に対する風や気圧配置などの大気変動の影響、および本海域における典型的な流動パターン（南流、北流、転流）の変動特性について考察する。

(a) 流動場に対する風の影響

風速データと図 3.8 に示した St.c1, St.c3, St.c4, St.c6 および St.c8 の 5 測点における流速計データの時系列を図 3.15 に示す。両データは、HF レーダの観測間隔に合わせて 2 時間で移動平均した。なお、時刻（期間）は、3/18 日 0 時を始点とした連続時刻を時間単位で示している。図より、両者は良く対応しており、本海域の表層流速は風の影響を強く受けていると考えられる。また、数時間程度で北風と南風が転向している期間 84～168 においては、海洋流動はあまり発達しておらず、ほぼ同一方向に 12 時間程度以上風が継続している期間 252～288 や 312～336 では、速い流れが出現しており、風の強さと継続時間が流動場に大きく影響していることが類推できる。

図 3.16 に、両データの時間的な位相差と相関係数の関係を示した。ただし、位相差は海域流動に対する風の遅れを正の値と定義した。図より、海洋流動が風に対して 6～7 時間程度遅れて最も相関が高くなっていることがわかる。この結果をもとに、風に対して 6 時間後の HF レーダの流速データを用いて、風速の大きさに対する流速の大きさの空間的な相関を調べた。図 3.17 に相関係数の分布を、図 3.18 に回帰直線の傾きの分布を示す。ただし、解析範囲は前章で相関があまり高くなかった岸近傍を除き、沖合い 6km から 25km の範囲とした。図 3.17 より、海域全般にわたって相関係数の値は 0.3～0.5 となっており、沿岸に近い程相関が高いことがわかる。また、図 3.18 より、海域全般で回帰直線の傾きが 0.03～0.04 となっている。この結果は、大気と海面の接線応力が平衡であるとしたバルク式において、大気と海洋の境界層が相似で抵抗係数が等しいと仮定した次式（柳、1989）と良く一致しており、本海域では表層流速と風による接線応力がほぼ等

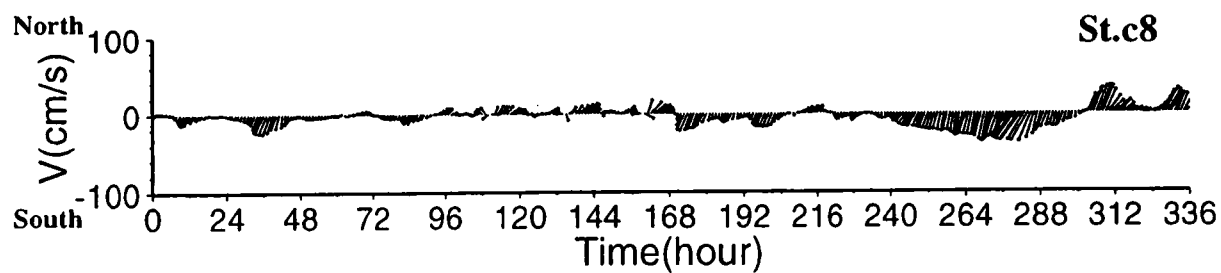
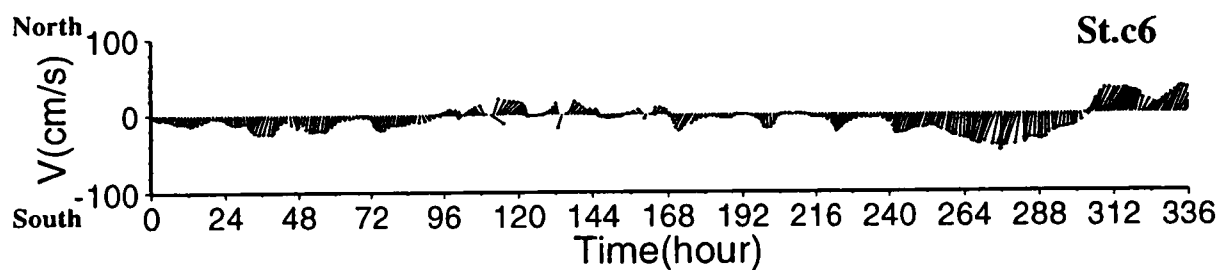
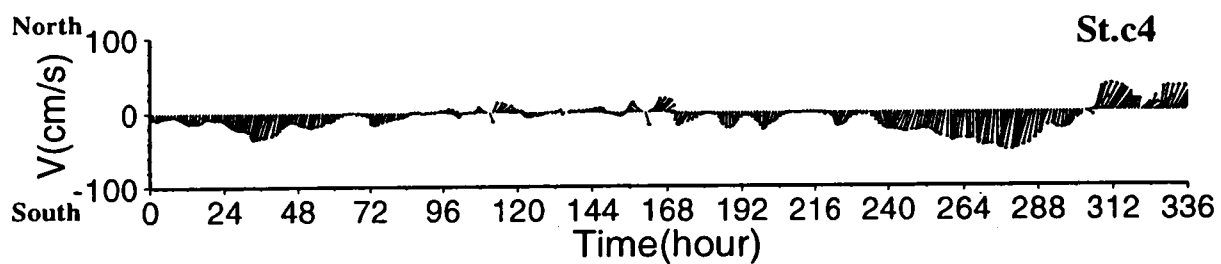
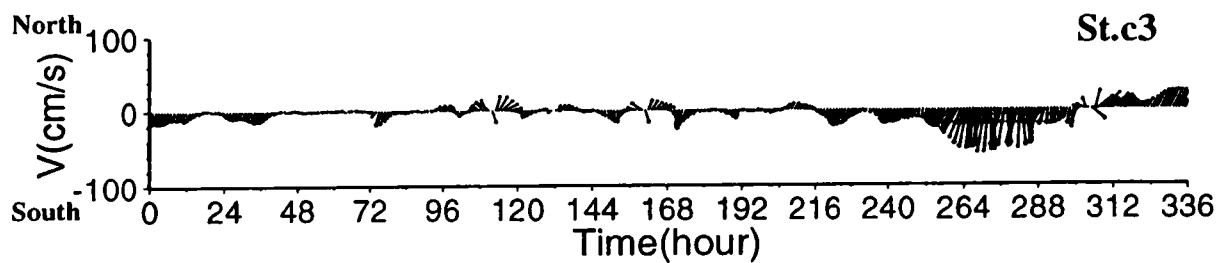
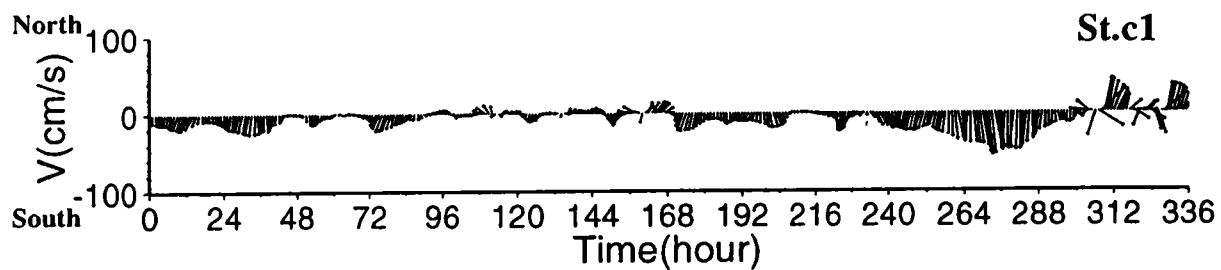
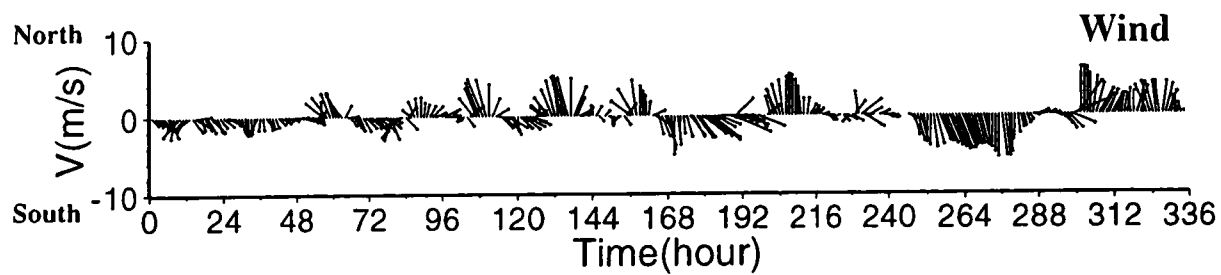


図 3.15 風と流速の時系列

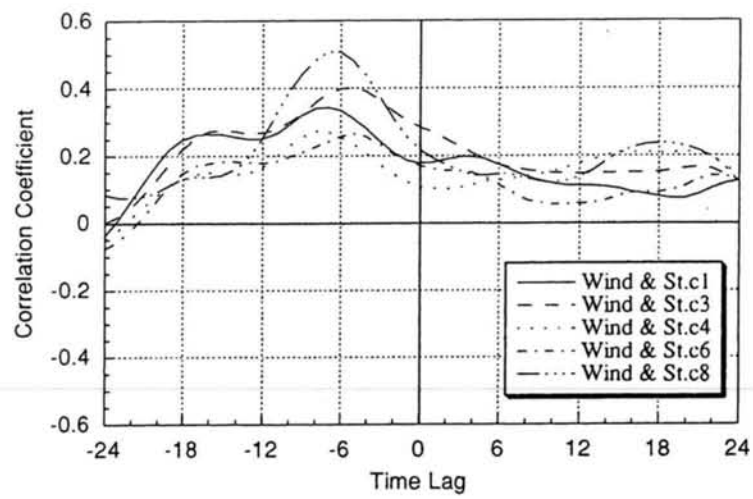


図 3.16 風と流速の相関および位相の関係

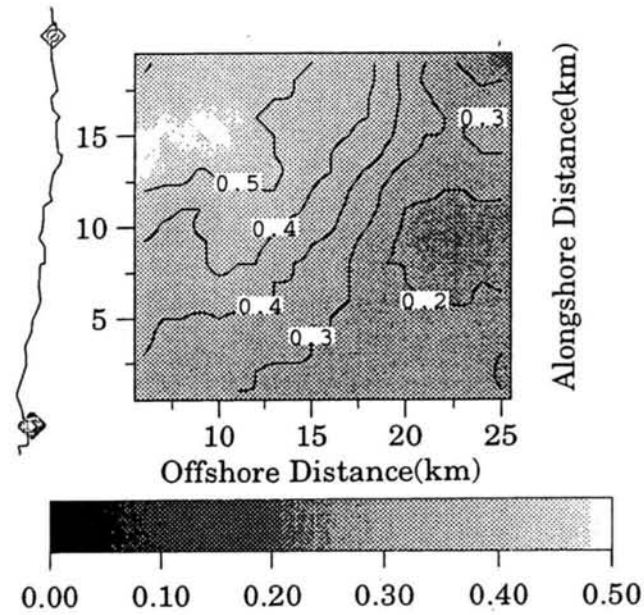


図 3.17 風と流速の相関係数の空間分布

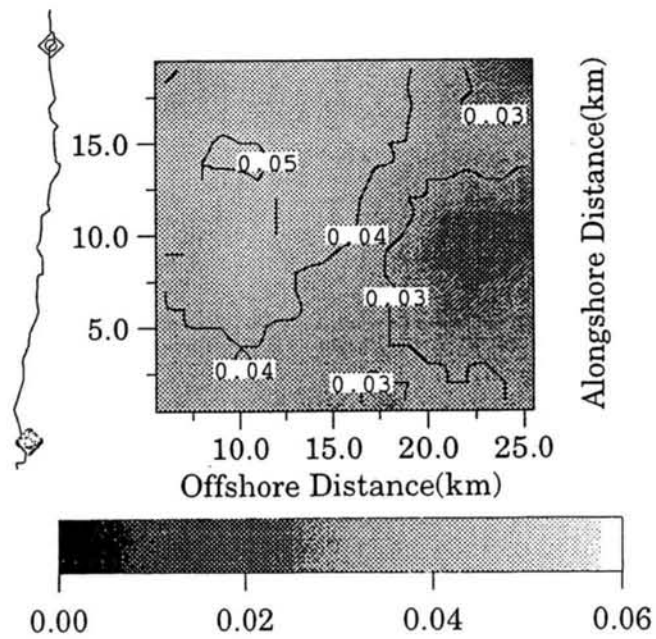


図 3.18 回帰直線の傾きの空間分布

しい状態であったものと推定できる。

$$\tau = \rho_a C_d U_{10}^2 = \rho_w C'_d U^2 \quad (3-2-21)$$

$$U = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} U_{10} \simeq 0.035 U_{10} \quad (3-2-22)$$

ただし、 C_d と C'_d はそれぞれ海面と大気の抵抗係数 (本多ら, 1980), ρ_w と ρ_a はそれぞれ海水と大気の密度である。

次に、風と海域流動の流向について検討する。図 3.19 に全格子点データより求めた風向と表層流速の流向との位相の頻度分布を、図 3.20 に各格子点で最も多く出現した位相の空間分布を示す。ただし、位相は風下に向かって流れが右に向いている場合を正とした。両図より、海流の流向は、概ね風の吹く方向に対して $30^\circ \sim 40^\circ$ 右に向いた方向となっていることがわかる。この結果は、吹送流理論と良い対応を示している。

(b) 流動場に対する大規模な大気・海洋変動の影響

図 3.8 に示した St.c10 における各層 ($-2m$, $-5m$, $-10m$) の流速の時系列を図 3.21 に、気象観測点 St.w1 における気温の時系列を図 3.22, St.c10 の水温の時系列を図 3.23 に示す。流速データに対しては 2 時間、気温、水温については 24 時間の移動平均処理を行った。図 3.21 より、全期間にわたり各層ともほぼ同様の流動変化を示しており、少なくとも水深 10m までは順圧的な流れが支配的であることがわかる。ここで、1 日以上 の時間スケールに着目し、流速、水温の時間変動と大気の時間変動との関連性について、図 3.24 に示した同期間の気象記録 (気圧配置)、および風速データ (図 3.15) をもとに考察する。前節において、表層流動場に対する風の影響が強いことが確認されたため、ここでは、風の時系列データをもとに全期間 (0~336) を 6 期間に分けた。

期間 0~48 (3/18~3/19) は北よりの風および南流が卓越しており、気温、水温ともに低下している。水温は気温に 20 時間程度遅れて変動し、各層とも一様に低下して値が均一になっている。この期間の気象記録を見ると、3/16 から 3/19 にかけて低気圧が発達しながら南西から北東方向へ移動している。これより、気圧の低下とそれに伴う気圧勾配の強化により北風が強くなっており、風の影響による海面冷却効果により、水温も低下していると考えられる。ただし、水深 10m 層まで水温が低下しているため、北からの親潮系水の影響も及んでいると予想される。

期間 48~168 (3/20~3/24) にかけては、南よりの風と北よりの風が半日~1 日おきに現れ、海域流動は 10cm/s 程度の弱い北流と南流が半日~1 日おきに転流している。この間、前半の 12 時間は前期間同様に水温は低下しているが、時刻 60 付近から気温・水温ともに上昇している。気象記録を見ると、この期間はほぼ高気圧に覆われて晴れの日が続いており、この影響で気温・水温の上昇がしていると考えられる。

期間 168~198 (3/25~3/26A.M.) にかけては、北~北西風および南流が卓越している。この間、始めは気温・水温とも上昇を続けるが、風の変化に約 12 時間遅れて時刻 180 頃から水温が急降下をし始め、さらにそれから約 12 時間遅れた時刻 192 から気温が急降下し始めている。この間、測

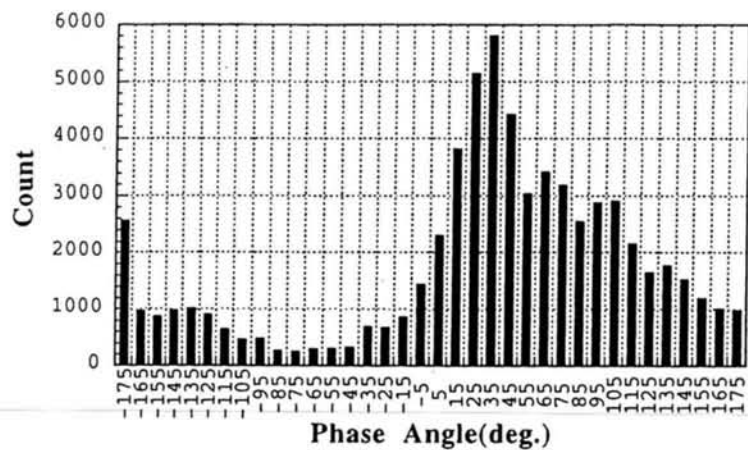


図 3.19 風と流れの位相角の頻度分布

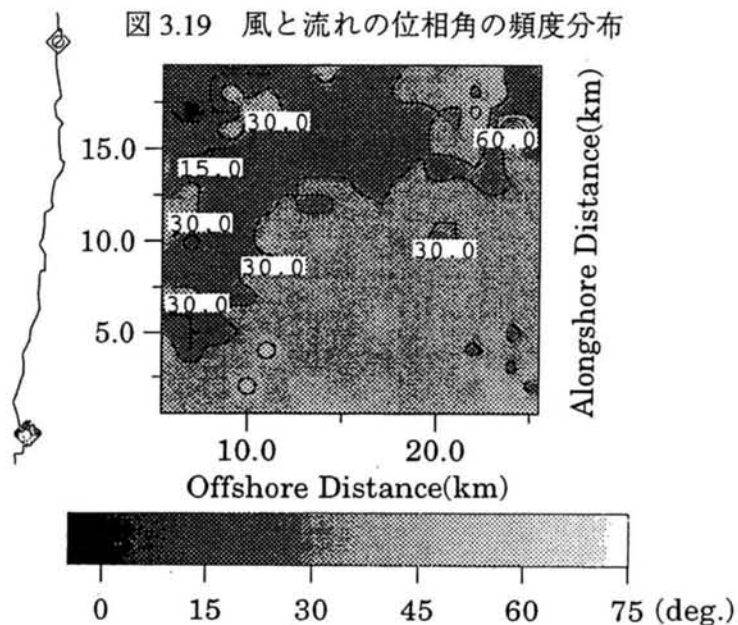


図 3.20 風と流れの位相角の空間分布

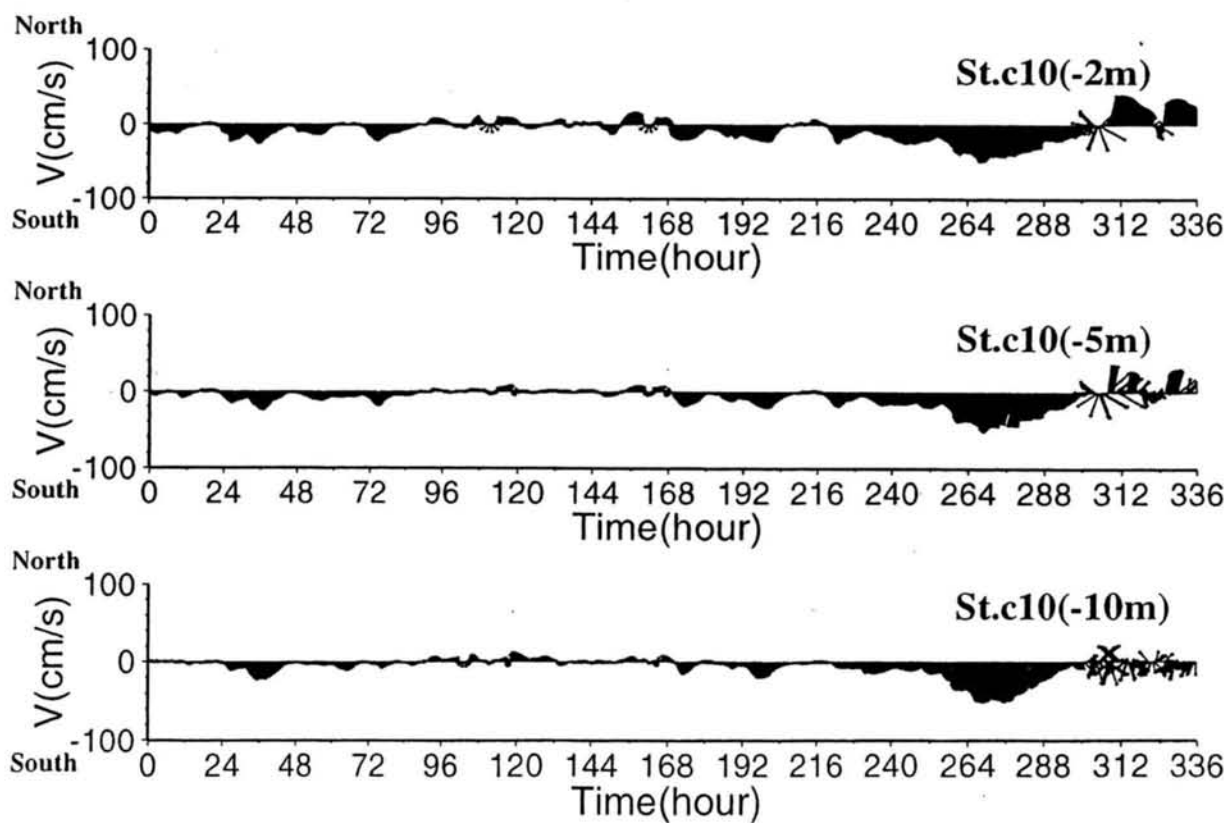


図 3.21 St.c10 における鉛直 3 層の流速の時系列

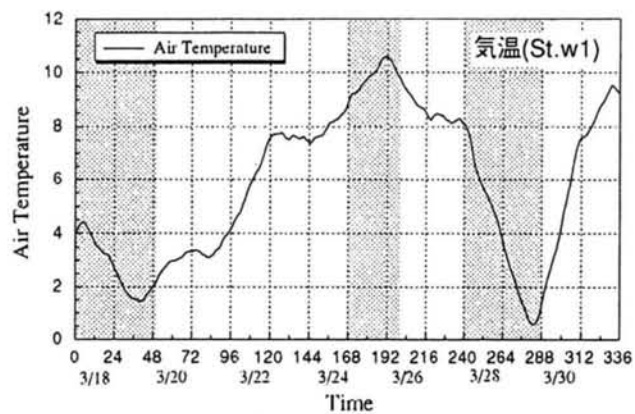


図 3.22 St.w1 における気温の時系列

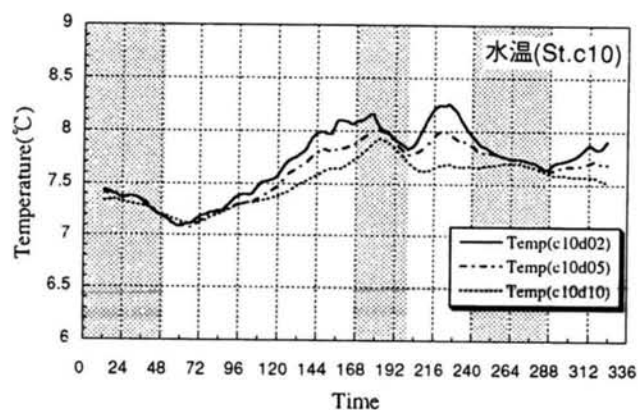


図 3.23 St.c10 における水温の時系列

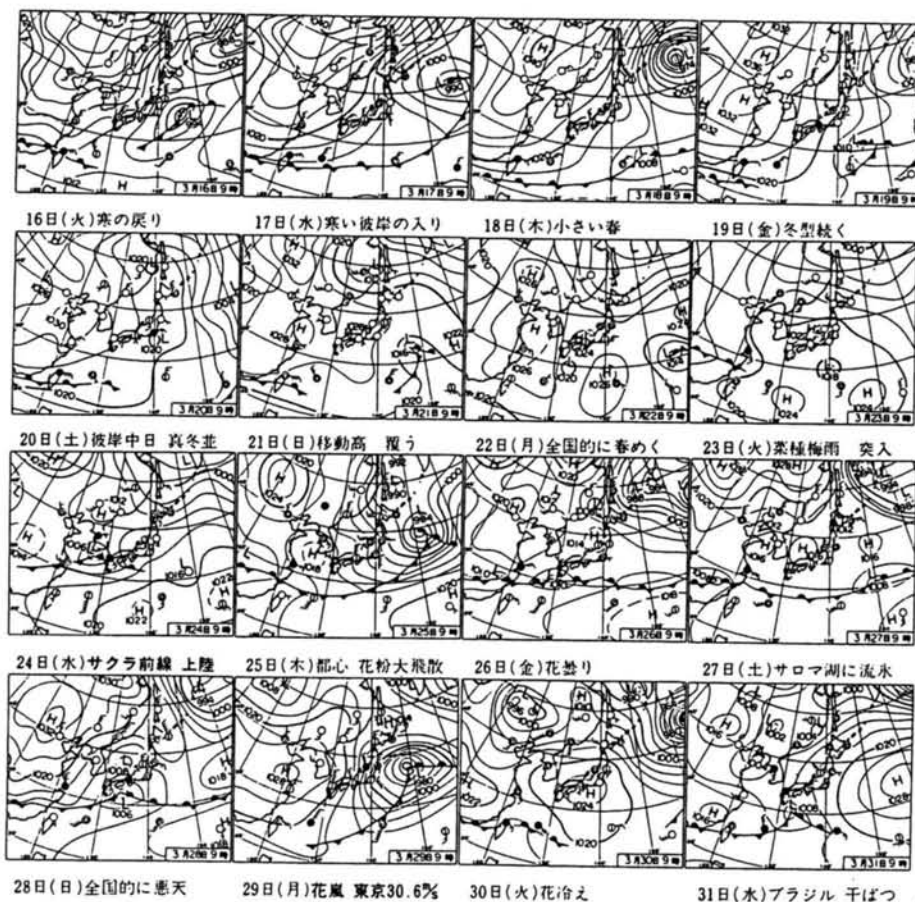


図 3.24 気象記録(気象年鑑, 1994)

点 St.c10 の流速も 20cm/s 程度の南流が卓越している。同期間の気象記録を見ると、3/25 に低気圧が発達しながら同海上の沖合を南西から北東に通過している。水温が表層から水深 10m ままで一様に低下していることと、この間気温は上昇していることから、海域の水温と流動変動は、気圧配置の影響を受けて親潮系水が南下した影響によるものと考えられる。

期間 198～240(3/26P.M.～3/27P.M.) にかけては、前半に南風が卓越し、その後半日程度で弱い北風と南風となっている。この期間、海域流動には明瞭な傾向は見られないが、期間前半と後半に 15cm/s 程度の南流がやや卓越している。この間、水温は前半上昇し始めるが、南風の傾向がなくなる時刻 222 頃から降下している。また、気温は全般的にやや低下している。同期間の気象記録を見ると、前半は高気圧が存在し、後半南西の方から低気圧が近づいてきている。この期間の表層水温の 0.5℃程度の上昇・下降と、大気変動との関連性は明確ではない。

期間 240～288(3/28A.M.～3/29) にかけては、強い北風および表層から 10m 層まで一様に南流が卓越している。この間、表層の水温が低下し、10m 層とはほぼ同じ値になっている。また、気温は急降下している。この間の気象記録を見ると、期間 0～48 と同じく、低気圧が発達しながら南西から北東方向へ移動している。この気圧配置の影響による海面冷却効果と親潮系水の南下の影響で気温と表層水温が低下していると考えられるが、水深 10m 層の水温は、南流が卓越しているわりに変化が少なく、この原因については不明である。

期間 288～336(3/29～3/31) にかけては、時刻 300 あたりから強い南風が卓越しており、海域流動は風に 6 時間程度遅れて北流が卓越し始めている。ただし、この期間の 5m 層と 10m 層の流れは、深くなるほど弱くなり、その変動は激しくなっている。この間、気温は上昇を続け、水温は表層のみが上昇傾向にある。この間の気象記録を見ると、高気圧がゆっくりと発達しながら西から東へと通過している。これより、高気圧の影響で気温が上昇し、海面加熱効果で表層の水温が上昇しているものと考えられる。

以上、1 日～数日程度の海域流動、および海域の水温変動に対する、大気・海洋の大規模な変動の影響について考察した。その結果、まだ検討の余地は残されているものの、南流と北流が不規則に転流する本海域の流動特性には、大気とそれに伴う風の変動、および大気変動に追従する親潮や黒潮系水塊の移流の影響を受けていると考えられる。なお、佐藤(1995)は、日本海における水位変動観測を基に同様の考察を行っており、低気圧の通過とそれに伴う水位の上昇、および海岸線に平行な風の強化が、海岸線に平行な数日程度継続する強流の発生に影響していると報告している。

(c) 代表的な流動パターン

本海域では数日の間隔で南流と北流が転流することが知られているが、これらの流動パターンがどのように時間的空間的に変動しているのかについては不明な点が多い。本節では、HF レーダによって観測された表層流動の時系列データより、同海域において見られる代表的な南流、北流、および転流時の流動パターンの時空間変動について考察する。

図 3.25 に代表的な南流パターンである期間 249～269 の流速ベクトル、発散率、渦度を 4 時間毎に示す。発散率、渦度とも等値線間隔は $1 \times 10^{-5}(\text{s}^{-1})$ で、正の値を実線、負の値を破線、0 を太い実線で示してある。図 3.25 より、期間前半は沿岸と沖合い側でやや流向が違っているが、期間後半は沿岸側から沖合い側まで $50\text{cm/s} \sim 60\text{cm/s}$ の強い南流が見られる。発散率と渦度分布に関しては、両者とも空間的に南西から北東方向に分布する傾向にあるが、時空間的変動が激しく流れとの明確な関連性はわからない。

次に、図 3.26 に強い北流が継続する期間 309～329 の 4 時間毎の流動パターンを示す。図 3.26 より、沿岸付近において $30\text{cm/s} \sim 50\text{cm/s}$ 程度の強い北流および北東流が見られ、沖合い側は $\text{cm/s} \sim 10\text{cm/s}$ 程度の弱い流れとなっている。南流が卓越するときには、ほぼ空間的に様な流れであったのに対し、北流パターン時は岸沖方向で流動パターンが変わっているのが特徴的である。この期間、発散モードが岸側で支配的であり、また渦度は時計回りの負の渦度が支配的になっている。

図 3.27 は、2 日～3 日継続した強い南流が強い北流へ転流する期間 297～307 の流動パターンを 2 時間毎に示す。図 3.27 より、沖合い 8km 付近を境に、岸側の南東流と沖側の南西流がぶつかり合い始め、北側から順に次第に北流へ転流している。発散率を見ると、沖合い 6km～8km で南流時に強い収束域であった海域が北流へ転流するにつれ強い発散域へと変化している。また、渦度については、転流する 3 月 30 日 13 時の前後で岸からの流れと沖合からの流れがぶつかり合う沖合 8～10km 付近で正の渦度が見られるが、全体的には負の渦度となっている。

続いて、発散率と渦度の経度(東西)方向と緯度(南北)方向の変動特性について検討するために、本解析領域のほぼ中心である北緯 37.3° 付近上の発散率と渦度の時系列を図 3.28 に、東経 141.1° (沖合 10km 付近) 上の発散率と渦度の時系列を図 3.29 に示す。正の値を実線、負の値を点線、0 の値を太実線で、コンター間隔は $2 \times 10^{-5}(\text{s}^{-1})$ 示してある。図 3.28、図 3.29 より、発散率の空間変動と流れのパターン変動との間に明瞭な関係は見られない。一方、渦度に関しては、南流が卓越する期間 240～264 において、岸側で発生した正の渦度が北西から南東方向へ向かって伝搬している。また、北流が卓越する期間 312～336 においては、同じく岸側で発生した正の渦度が北西から南東方向へ向かって南流卓越の時よりも速い速度で伝搬している。しかしながら、これら渦度の伝搬特性と流れのパターン変動との因果関係は明瞭ではない。南流卓越時の渦度の伝搬速度を算出すると、 0.2km/hr 程度となっているが、同海域において Kubota ら (1981) が報告している陸棚波の第 1 モード～第 3 モードの伝搬速度と比較して、1～2 オーダー小さい値となっている。このように本海域のように外洋性の海域においては、海上観測の困難さから、未だ不明な点が多く、広域流動を連続観測できる海洋レーダを活用することにより、現象解明に寄与できる。

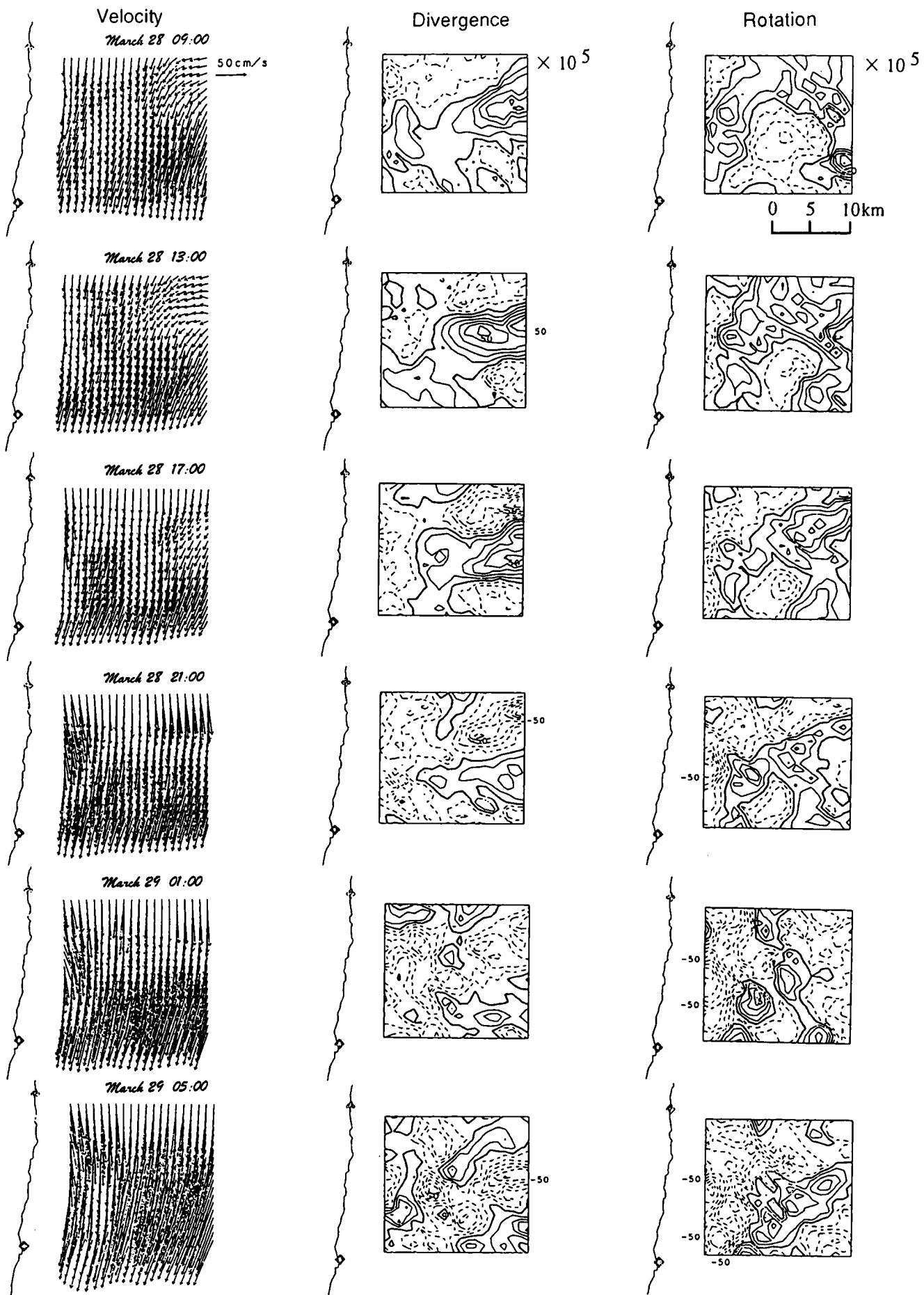


図 3.25 強い南流パターン

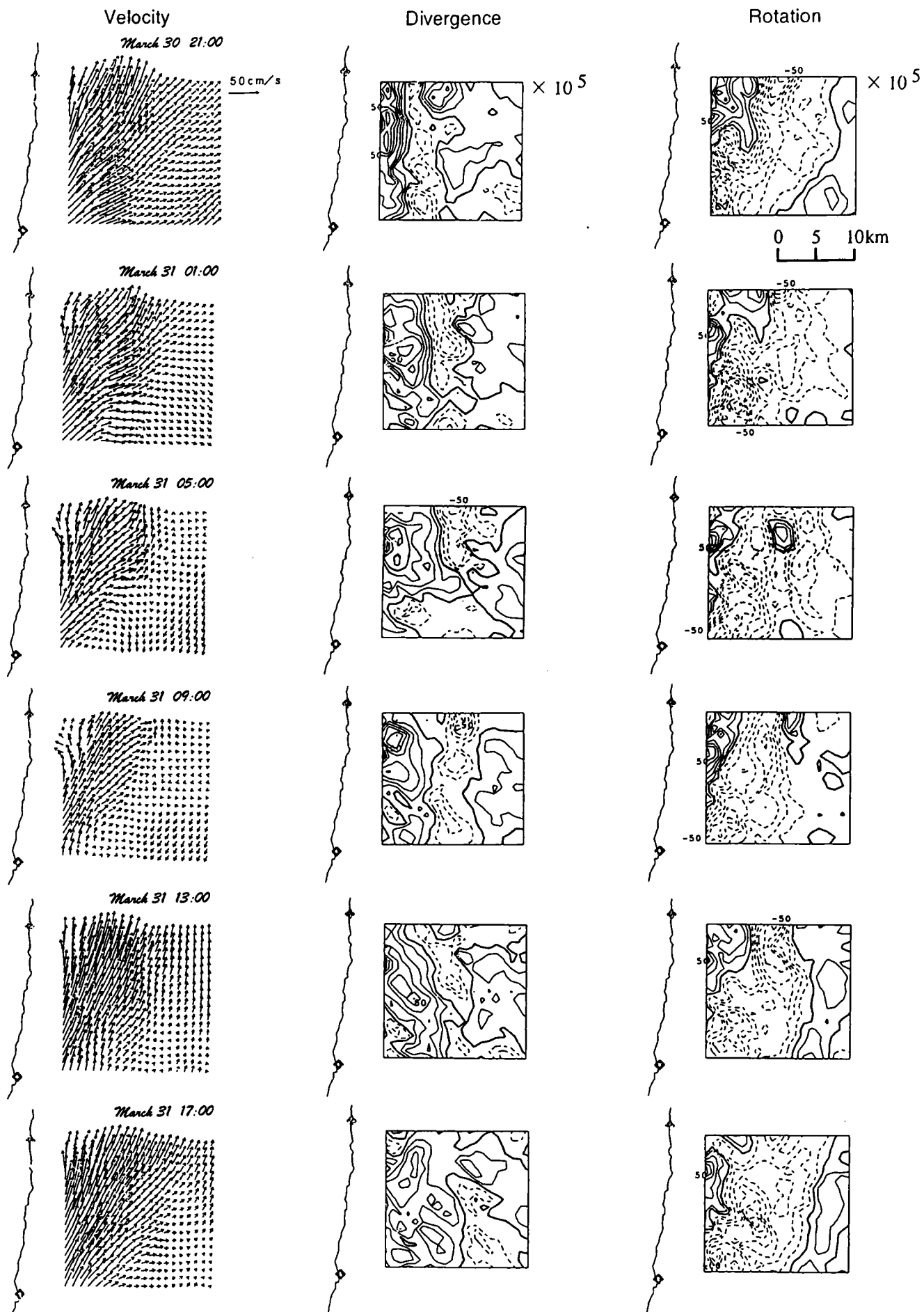


図 3.26 強い北流パターン

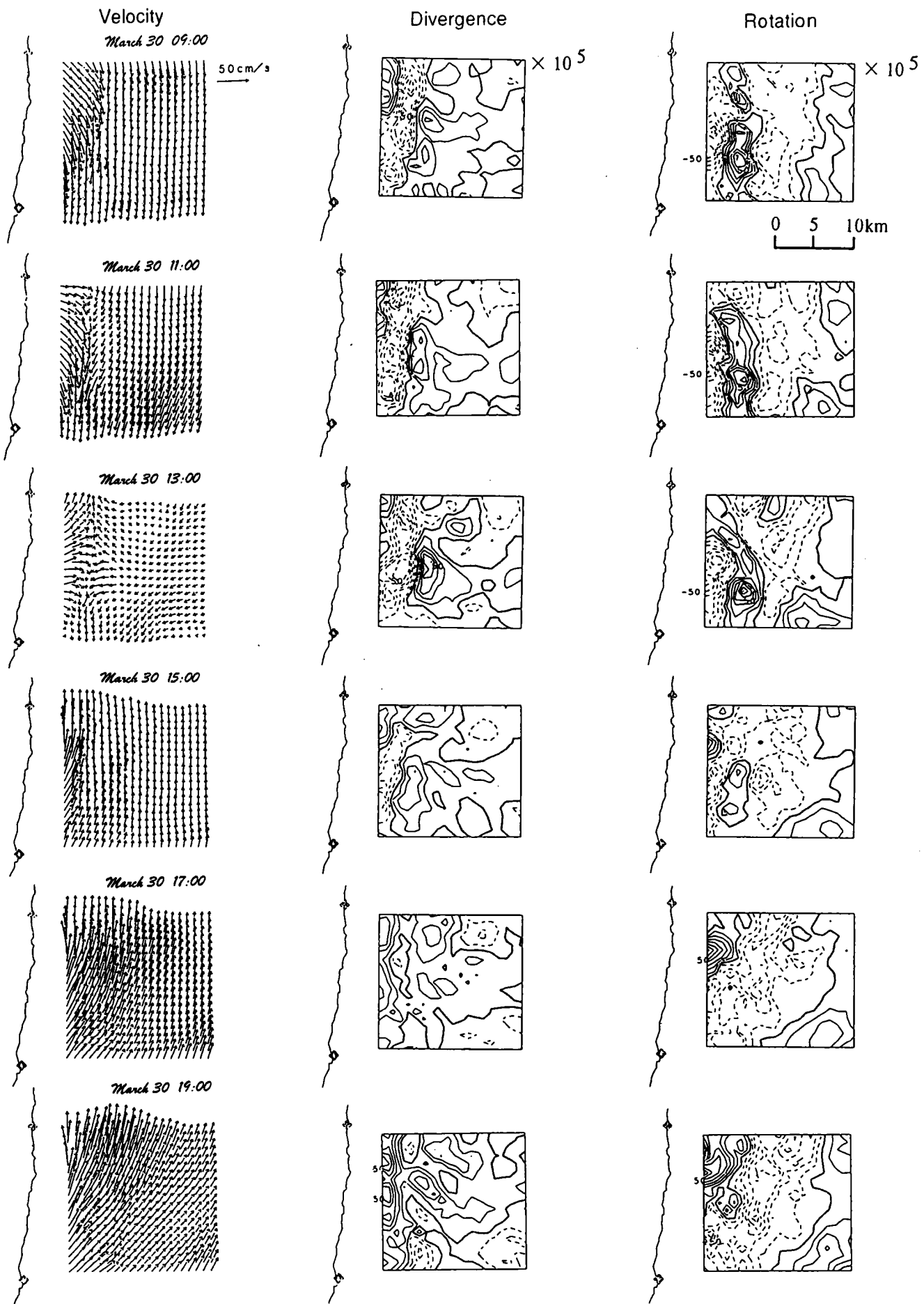


図 3.27 転流パターン

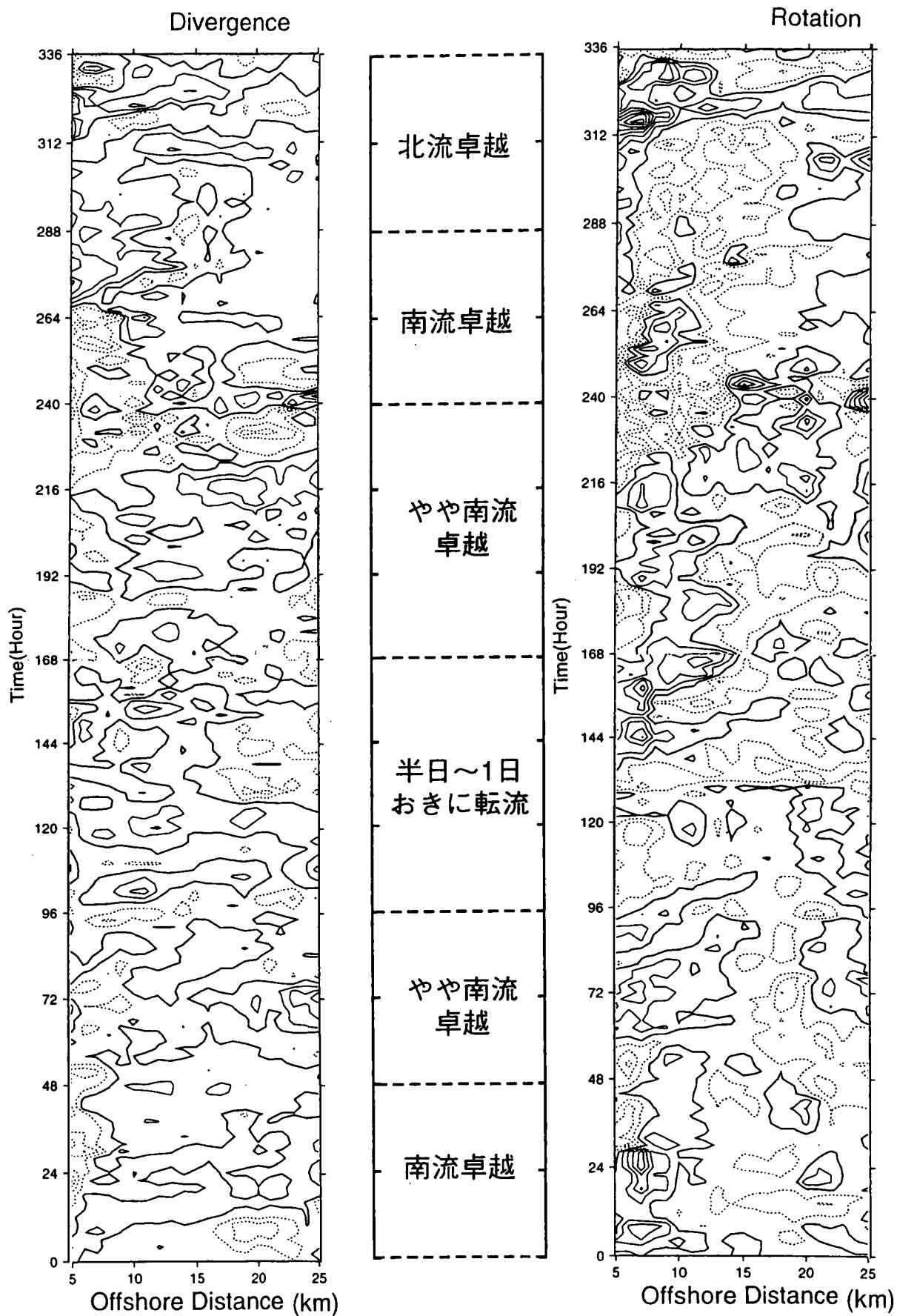


図 3.28 北緯 37.3° 上の発散率(左)と渦度(右)の時系列

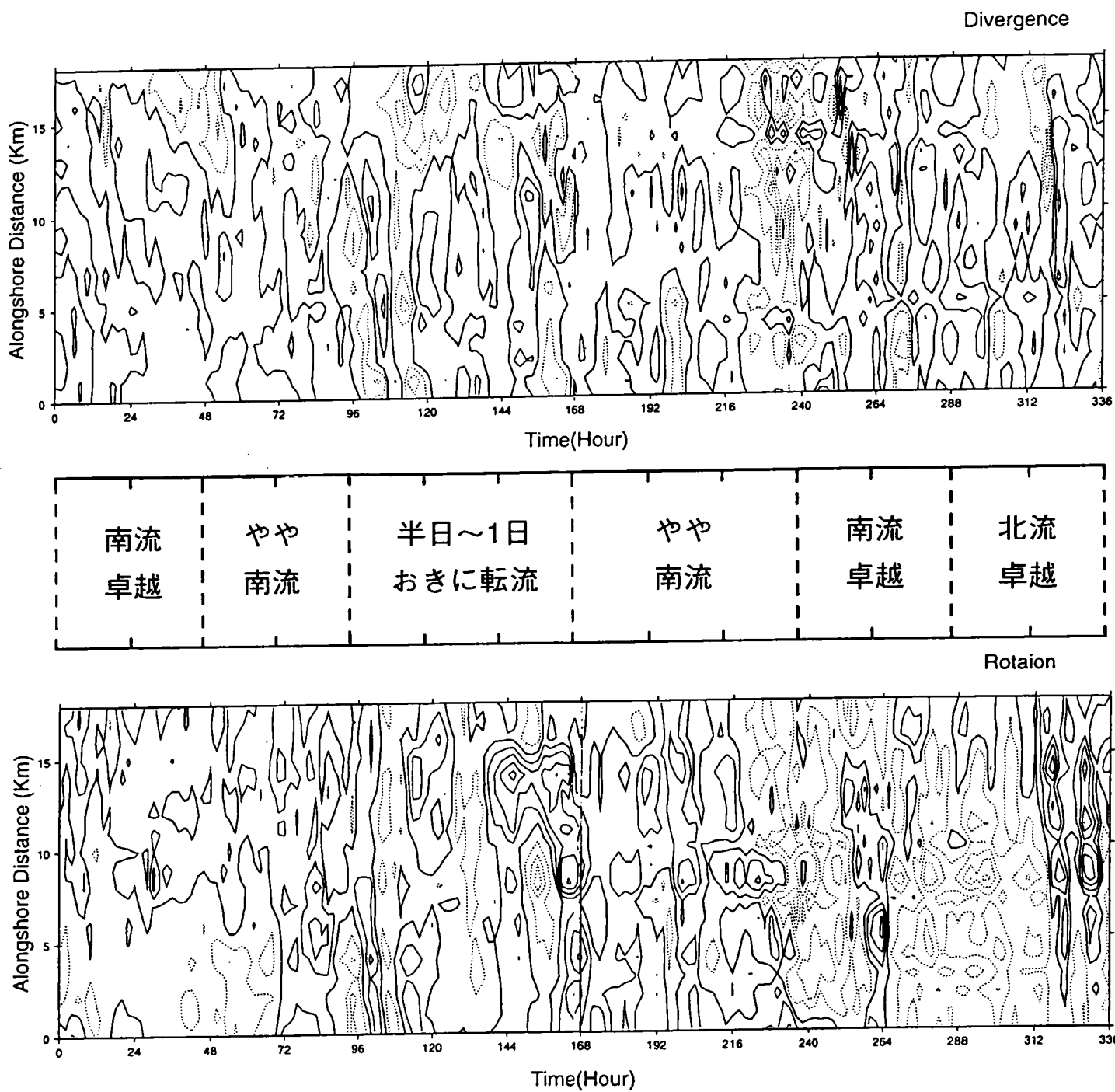


図 3.29 東経 141.1° 上の発散率(上)と渦度(下)の時系列

3.3 VHF レーダによる伊勢湾湾奥部の表層流動解析

3.3.1 現地観測の概要

1997 年 10 月 22 日から 11 月 26 日の期間、図 3.30 に示す伊勢湾湾奥の海域において、表 3.1 に示した 2 台の VHF レーダ (St.V1, St.V2), および流速計 (St.C1~St.C10) による表層流速観測を実施した。

(a) VHF レーダによる観測

約 14km 離れた V1 と V2 の位置 (□) に 2 台の VHF レーダを設置し、V1 が 9° 間隔、V2 が 6~7° 間隔でそれぞれ 11 方向にビームを切り替え (図の点線方向)、各ビーム 5 分間の観測を行った。得られた各視線方向の流速成分から、VHF レーダの距離分解能と同じ 0.5km 間隔で水平流速の格子データを 1 時間毎に算出した。基本的な処理方法は、HF レーダの場合と同様であるが、各視線流速成分を格子点に空間内挿する方法については、格子点を挟む 2 つの視線上で最近隣の 4 点のデータによる線形内挿処理を行い、時間方向については、1 時間毎の代表時刻に対して線形内挿を行った。なお、観測期間において、11 月 14 日 12 時から 11 月 17 日 11 時までの間、パソコン等を収納したコンテナ内のエアコンが不調であったため制御機器が停止し、その間は欠測となった。

(b) 流速計による同期観測

図 3.30 に示した C1 と C8 の定点 (◎) において、VHF レーダの測定精度を検証するため、水深 1m に電磁流速計 (ACM-8M)、水深 2m にインペラー流速計 (PU-2) を設置し、全期間にわたって 10 分間隔の連続データを取得した。また表 3.4 に示すように、期間中数回にわたり、測点 C1~C10 において、プロペラ流速計 (CM-2) による水平流速 (表層から水深 3m まで 0.5m 間隔)、および水温・塩分 (表層から海底まで 0.5m 間隔) をスポット的に観測した。これらの測点のうち、C1, C8, C9, C10 においては、全観測期間にわたって水温・塩分の鉛直分布を連続観測した。また、C10 においては、気温、風速、雨量、日射量等の気象項目についても連続観測を行った。測点 C1, C2, C5, C8, C9 は水深 10~20m, C3, C4, C6, C7, C10 は水深 20~30m の範囲に位置している。

3.3.2 VHF レーダの流速測定精度

(a) 観測期間中の気象条件

図 3.31 に測点 C10 で観測した期間中の風の時系列分布と測点 C1, C8 における水深 1m および 2m 層の流速の時系列分布、図 3.32 に C10 における期間中の気温と降水量の時系列分布を示す。横軸は、10 月 22 日 0 時を規準とした延べ時間で示している。ただし、風および流速は 10 分間隔のデータに対して 1 時間の移動平均処理を行い、気温に関しては 10 分間隔のデータに 24 時間の移動平均を施している。図 3.31 より、本海域の西側に位置する C1 では、0.5m 層において流動場と風との対応が見られるが、1m 層と 2m 層では、流れ場と風の対応は明確ではない。流動場は鉛直方向のシアが強く、位相については水深 1m 層と 2m 層ではほぼ同位相であるが、水深 0.5m 層の位相は 1m 層に比べてやや遅れていることがわかる。一方、東側の海域に位置する C8 では、流動

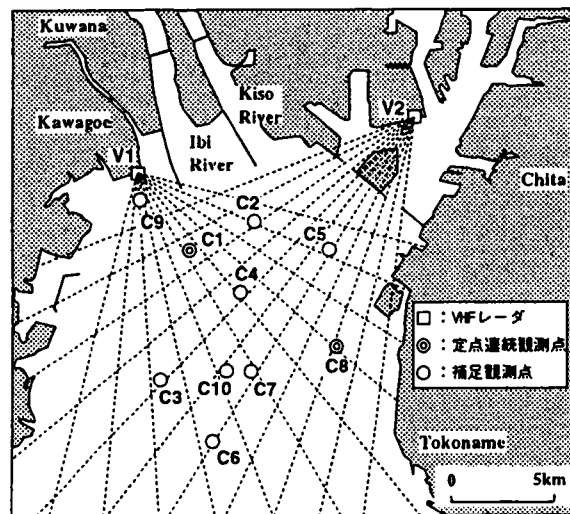


図 3.30 伊勢湾湾奥における観測点位置

表 3.4 伊勢湾湾奥の補足観測調査日

調査日	観測点 (各測点の観測時刻、未記入は観測なし)									
	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9	C10
10/23	10:00							11:15	09:31	
10/28	12:30	12:02	10:50	11:14	11:35	10:23	10:00	09:30		
10/30	10:10	14:06	12:52	13:18	13:43	12:24	11:57	11:20		
11/05								11:50		10:49
11/06	11:50	11:26	12:40	12:15	10:55					
11/07	12:00	15:45	14:24	14:55	15:20	13:57	13:25	12:41	09:45	
11/08								09:40		10:10
11/11								09:19		10:02
11/13	10:30								09:40	11:38
11/19	10:52	10:32	11:30	11:09	10:10	11:48	10:06	09:45		
11/20	10:20	13:58	12:26	13:03	13:30	11:59	11:28	11:02	09:30	
11/27	09:32									

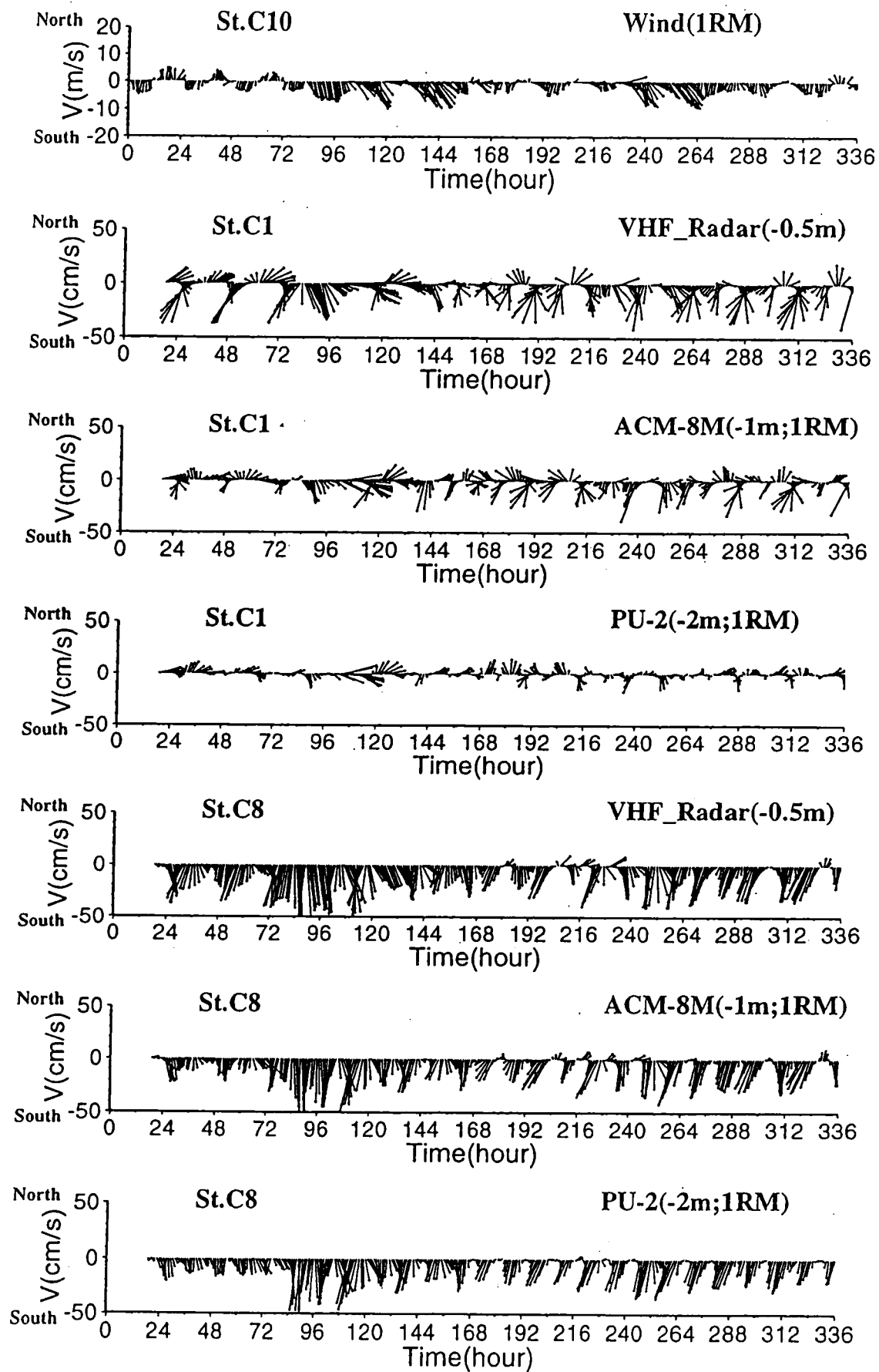


図 3.31 観測期間中の風(C10)と流速 C1, C8)の時系列 (1)

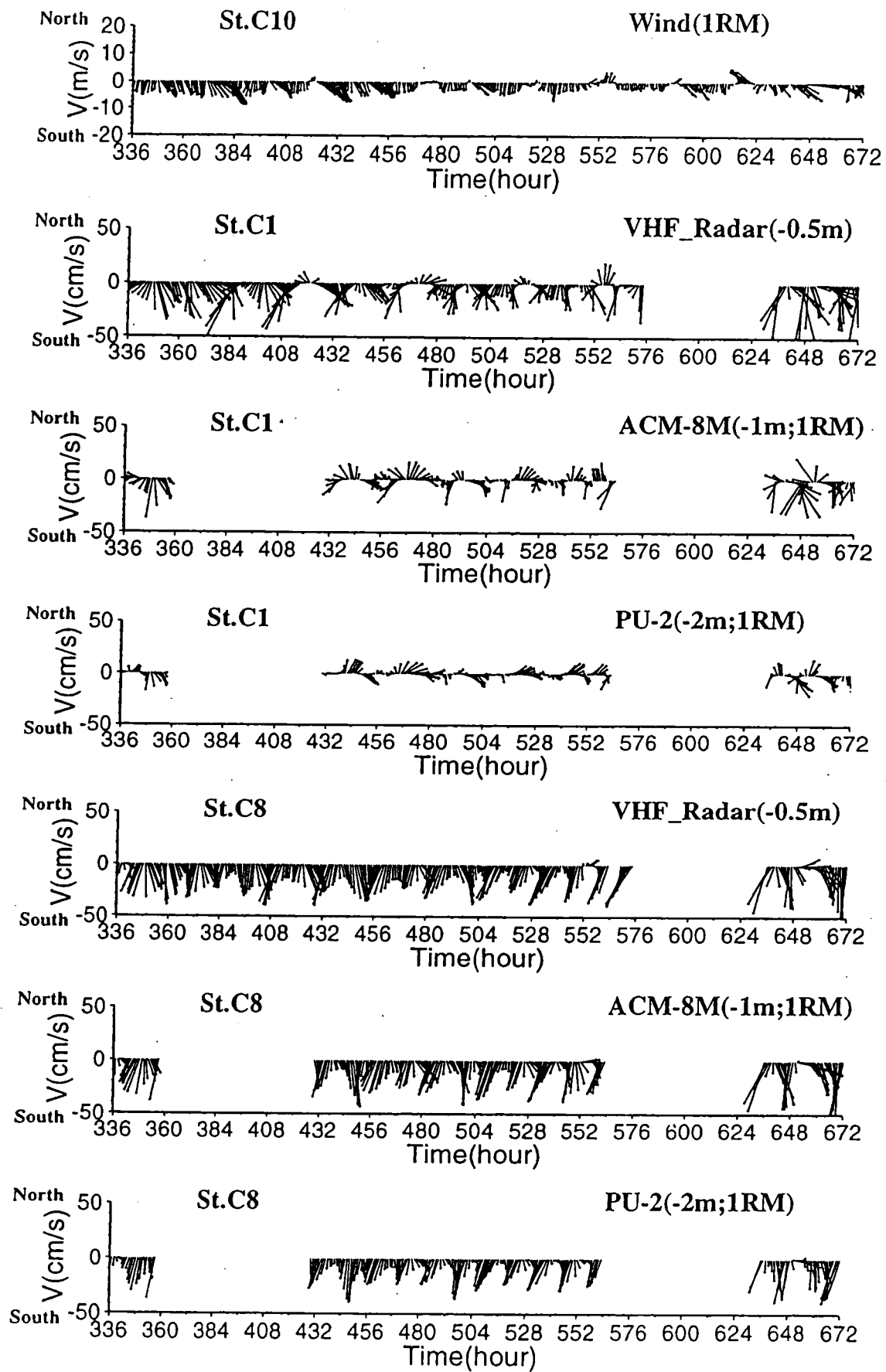


図 3.31 観測期間中の風(C10)と流速 C1, C8)の時系列 (2)

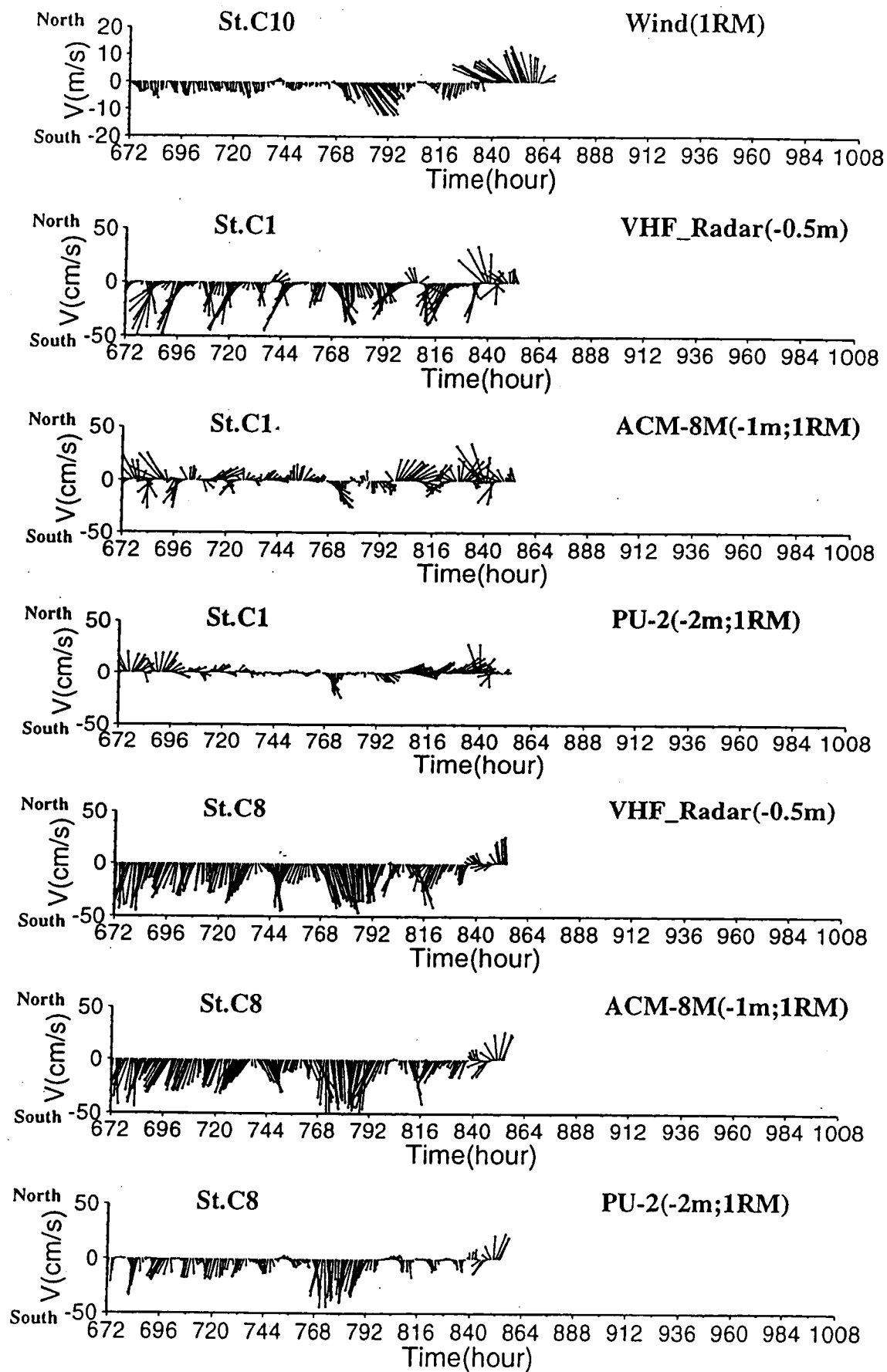


図 3.31 観測期間中の風(C10)と流速 C1, C8)の時系列 (3)

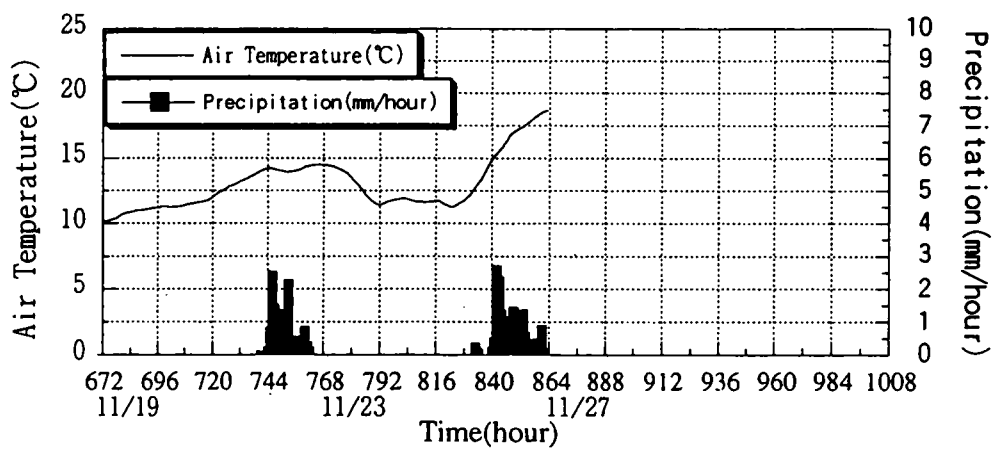
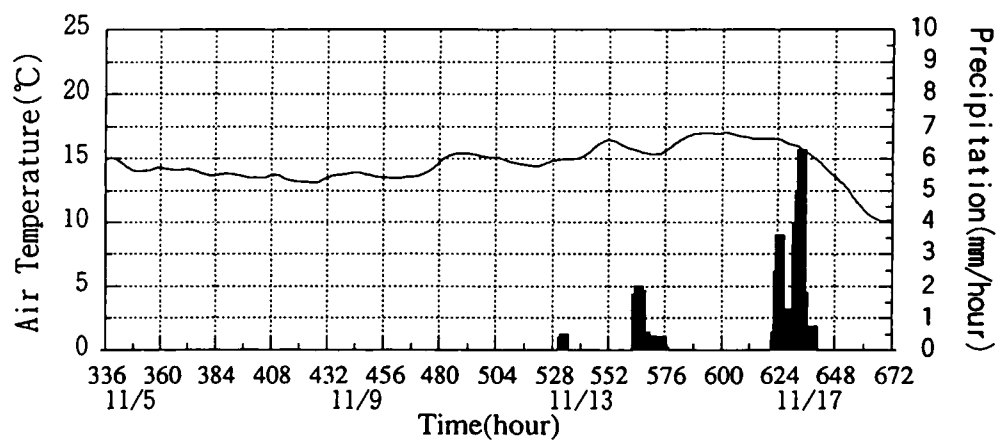
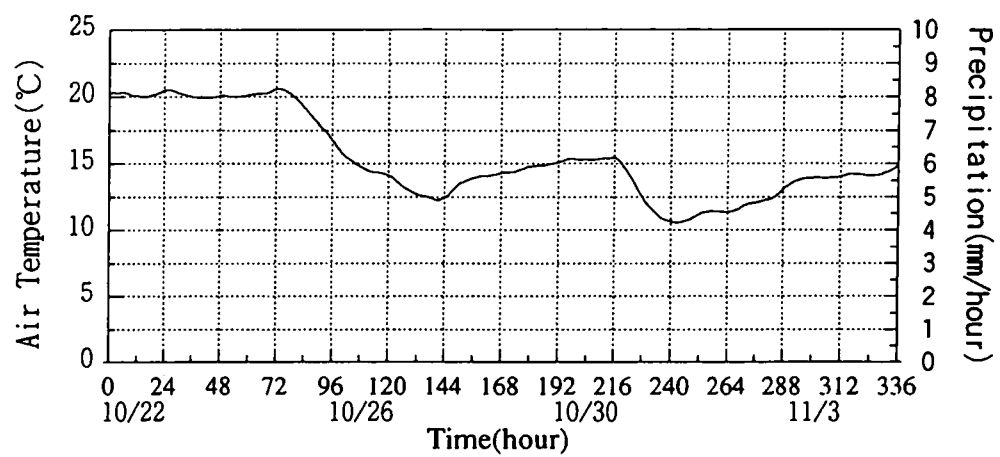


図 3.32 観測期間中の気温と降水量(C10)の時系列

場と風の対応が良く、水深 0.5m~2m まではほぼ同位相で順圧的な流れとなっている。これら流動特性の成因については後述するのでここでは触れないが、両地点の流動特性が違っていることが確認された。図 3.32 より、期間中の気温について見ると、平均風速 10m/s 程度の強い北西~北風が吹き始めた時期 72, 216, 768(hour) と同時に気温が大きく低下している。また、624(hour) にも気温の低下が見られるが、これは同時期に強く降った雨と前線が影響しているものと思われる。一方、期間中唯一強い南東~南の風が吹いた 840~864(hour) では、大きく気温が上昇している。

(b) 統計解析結果

VHF レーダの測定精度を評価するために、C1 と C8 における水深 1m および 2m 層の流速計の観測結果と、それに最も近い格子点の VHF レーダの流速値とを比較した。このとき、VHF レーダの観測間隔に合わせ、流速計のデータを 1 時間移動平均し、東西および南北成分に分けて統計解析した。図 3.33 に C1 と C8 における両データの散布図および単回帰結果を示す。図中には、データ数 (No.)、相関係数 (R)、回帰直線の傾き (a)、切片 (b)、および標準誤差 (STE) を併記した。図 3.33 より、C1、C8 とも VHF レーダと 1m 層の流速計とは、相関係数が 0.7~0.9、標準誤差が 5~10cm/s と良い対応を示したが、2m 層の流速計との比較では、相関が 0.36~0.76 と悪くなっており、標準誤差も 7~13cm/s 程度と大きくなっている。また、測点別に見ると、C1 の方が C8 に比べて相関が悪くなっている。回帰直線の勾配が全体的に 1 より小さくなっているが、これは流速計のデータがスポット的なデータであるのに対し、VHF レーダのデータは時・空間的に平均化されたデータであることが原因と考えられる。また、南北成分の回帰直線の切片がやや大きい値を示しているが、これは主に吹送流の影響によるものと考えられる。

次に、鉛直方向の流速シア、および空間的な流動特性の違い等が回帰分析結果に及ぼす影響について検討する。まず、鉛直方向の流速シアを調べるために、移動観測によって求めた 0.5m~2.5m までの流速の鉛直分布を図 3.34 に示す。図より、先の図 3.31 の場合と同じように、測点 C1 では鉛直方向のシアが大きく流向の変化も激しいことがわかる。一方、測点 C8 は測点 C1 に比べて順圧的な流れが卓越しており流向のばらつきも少ないが、時期によって鉛直方向に流速のシアが存在している。前述のように、VHF レーダの測定水深は、水深 0.3m 程度と考えられるため、本海域のように鉛直方向に流速シアが存在する場合は、測定層の違いが回帰分析結果に影響していると考えられる。続いて、図 3.35 に、C1 と C8 における 1m 層の流速計による流速・流向の頻度分布を示す。流向は真東を基準として反時計回りを正とし、図には平均値 (Avg.) と標準偏差 (STD) を併記した。図 3.35 より、C8 は平均流速が 21cm/s 程度で流向はほぼ南南西と安定しているのに対し、C1 の平均流速は 14cm/s 程度と C8 に比べて小さく、また流向もほぼ全方向に分布しており変動が激しい。図 3.36 には、C1 と C8 における流動データ (水深 1m 層) の調和解析による主要四分潮の潮流楕円を示す。解析は、観測期間を前・後半に分けてそれぞれ 15 日間のデータを基に実施した。図 3.36 より、C8 は半日周潮が支配的で流向も安定しているが、C1 は半日周潮に加え日周潮も大きく、特に K1 分潮の長軸方向が東西方向となっており、他の分潮と大きく違っていることがわかる。図 3.35、図 3.36 の結果より、C8 では卓越する半日周潮流の潮流楕円の方向、および

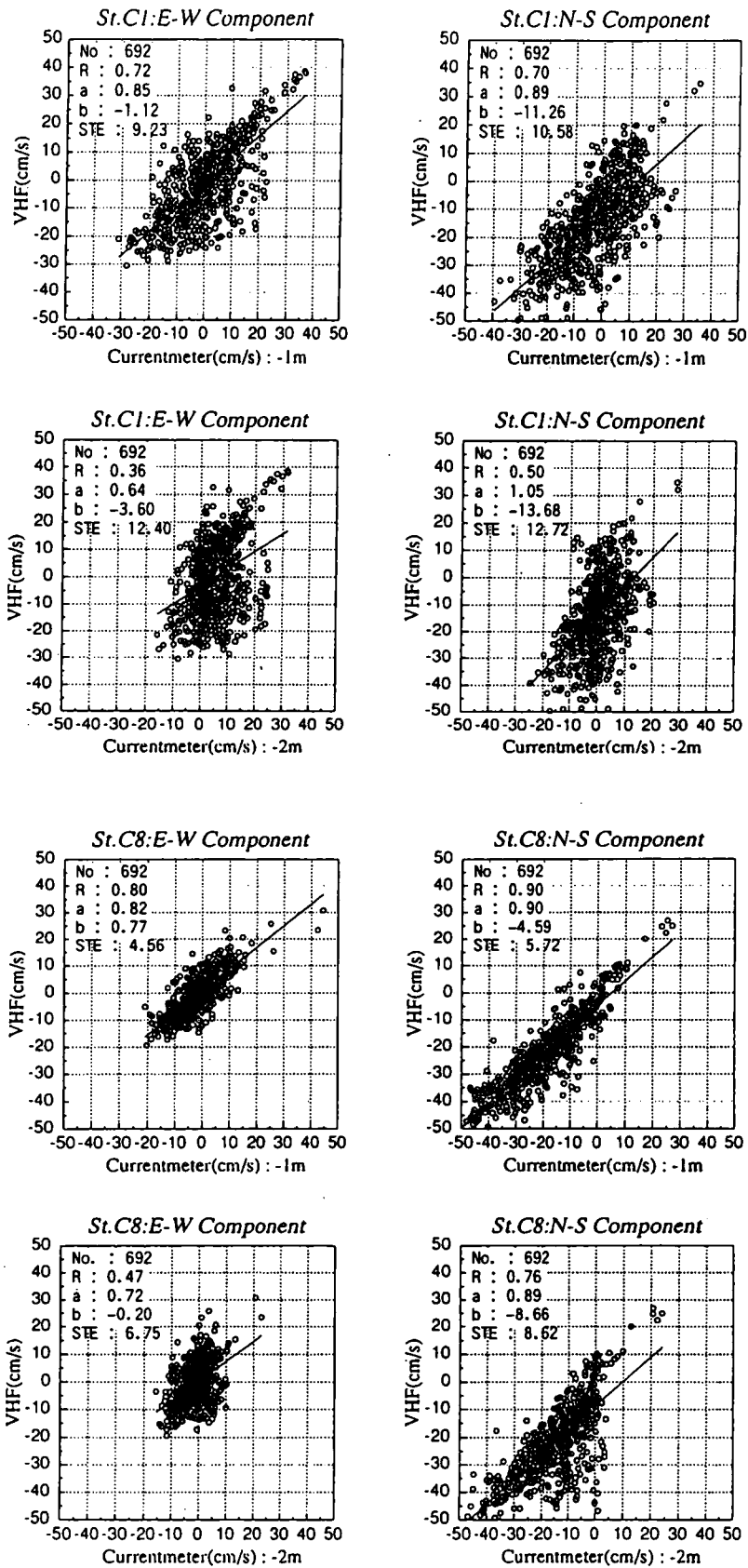


図 3.33 流速計と VHF レーダの相関(上 : C1 との比較, 下 : C8 との比較)

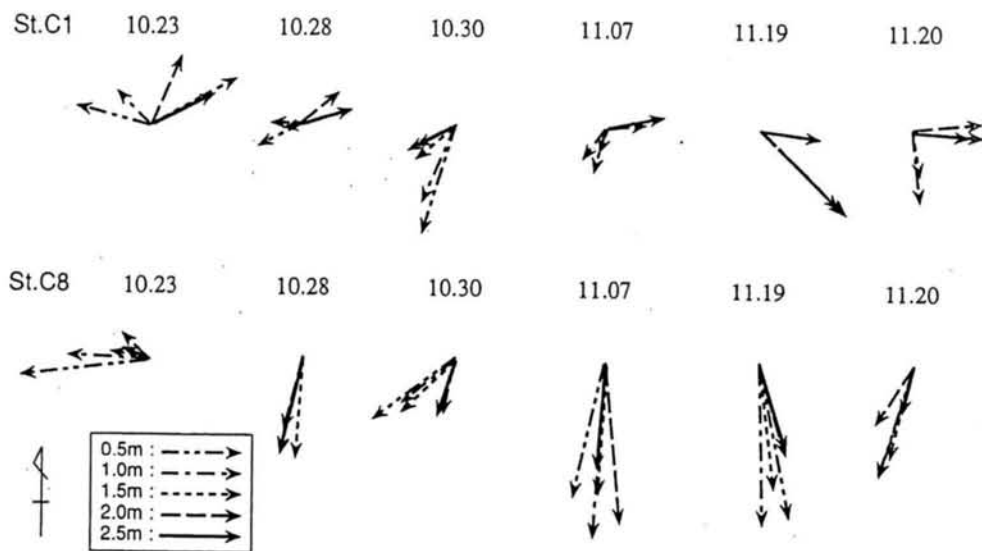


図 3.34 補足観測による水平流速の鉛直分布

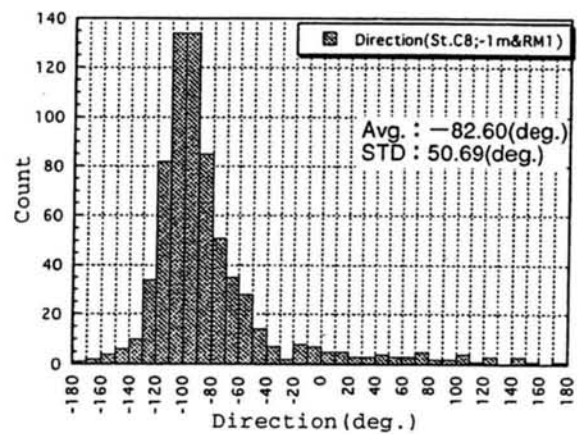
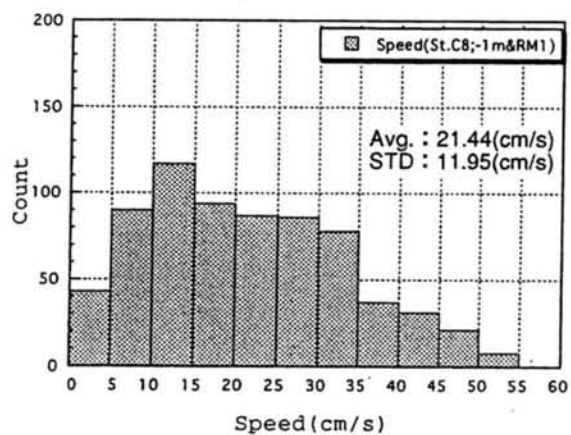
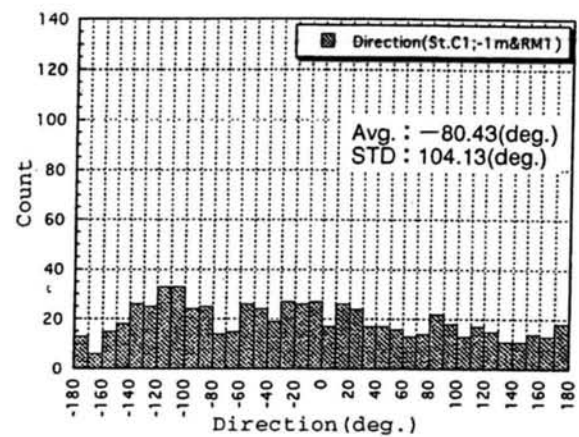
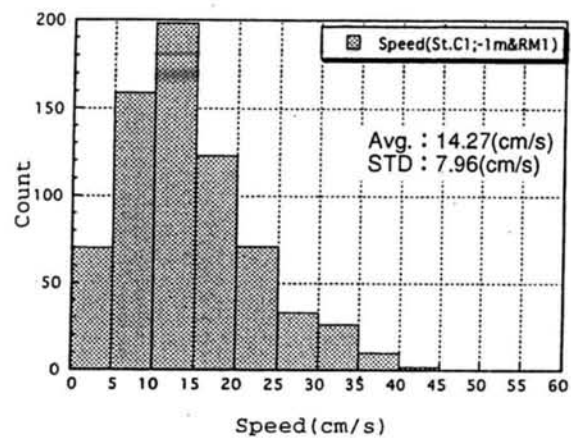
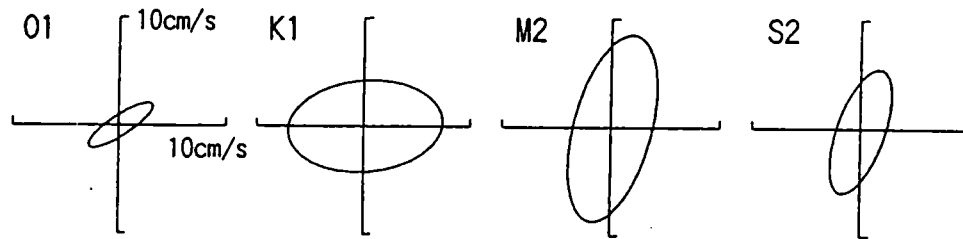


図 3.35 流速・流向の頻度分布(上：C1，下：C8)

St.C1(-1m)：期間前半



St.C8(-1m)：期間前半

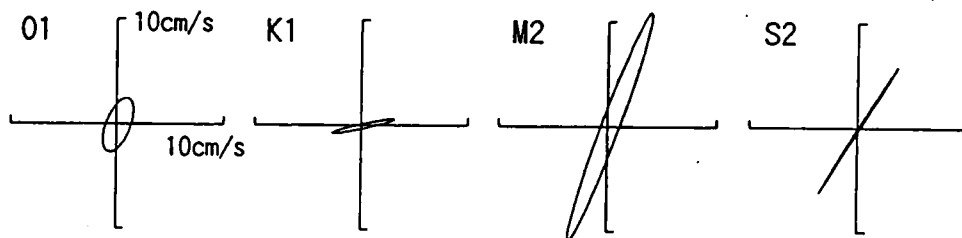


図 3.36 主要四分潮の潮流楕円(上：C1，下：C8)

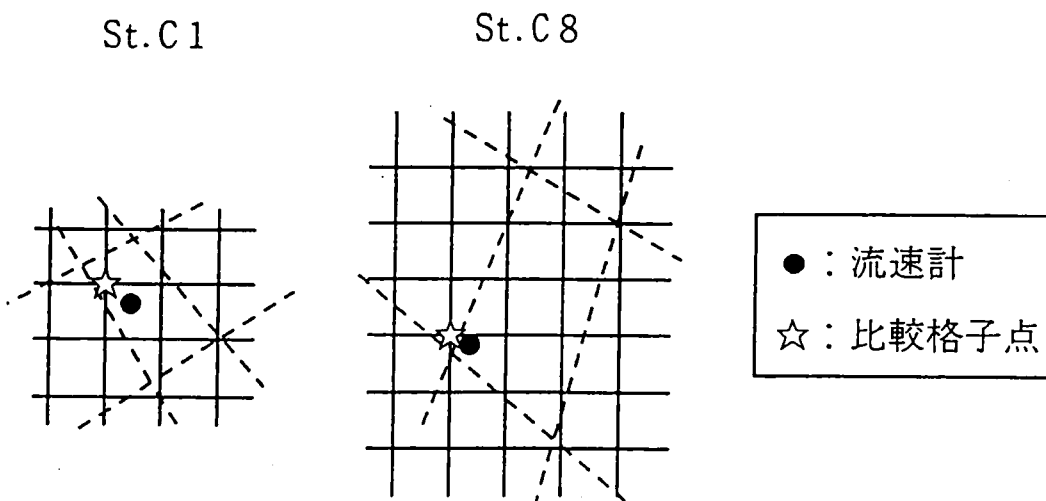


図 3.37 比較した計算格子点と観測点の位置(左：C1，右：C8)

卓越する北西風に対する吹送流の方向が、いずれも知多半島に沿った南北方向と合致しているため、流動変動がほぼ南流で安定しているのに対し、C1では半日周潮に加えて日周潮の影響も大きく、また木曾三川による河川流動の影響、および吹送流とが複雑にバランスし合い、流速の鉛直シアが大きく、流向もばらついていると考えられる。このように時間的変動が激しいC1では、VHFレーダの観測間隔(1時間)と流速計の観測間隔(10分)の違いによる影響も相対的に大きくなり、また海洋レーダの視線流速データは速度分解能を最小単位とする離散データであるため、流速が小さいC1では流向の精度が悪くなる(坂井・水鳥, 1997)。また、C1、C8とVHFレーダ格子点との空間的な位置関係を示した図3.37を見てみると、C1およびC8の位置(●)と、VHFレーダの比較格子点の位置(☆)は、C8の比較格子点が両視線と近い位置にあるのに対し、C1の比較格子点は両視線からやや離れている。そのため、C1の方が格子データの空間内挿誤差が相対的に大きくなると考えられる。以上のことから、C1はC8に比べてVHFレーダと流速の相関が悪くなっていると考えられる。なお、比較格子点近傍の視線交差角は、C1、C8ともほぼ同じであり、交差角の違いによる空間内挿誤差は無視できる。

(c) 河川流量増加時の観測結果

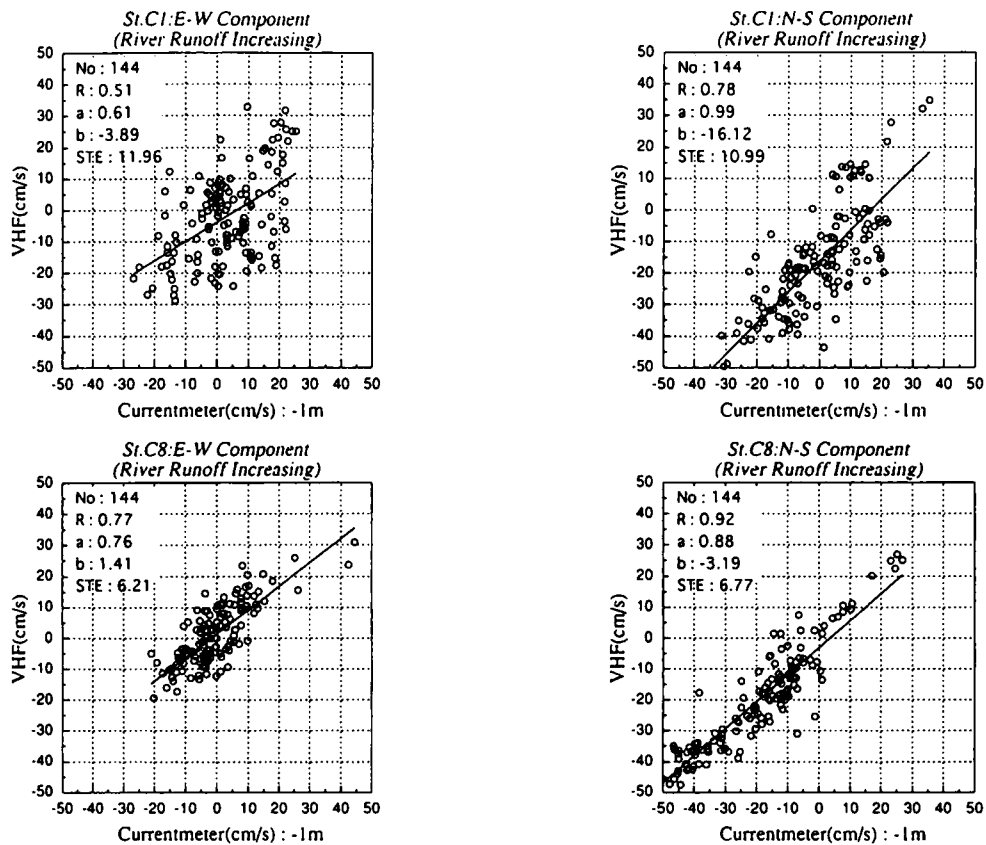
杉山ら(1994)によれば、本海域に流入する木曾三川(木曾川、長良川、揖斐川)の秋季の流入量は通常で $450\text{m}^3/\text{s}$ 程度であり、本海域は河川水の影響が非常に大きい海域である。このような大河川の影響海域においては、河川流量の増加時に、1)表層近傍の流速の鉛直シアが強くなること、2)淡水増加による塩分低下により電波の散乱特性が変化することなどから、レーダの観測特性が変化することが予想される。本節では降雨の降り始めから降り止んで1日後までを河川流量の増加時期と定義して、河川流量増加時のVHFレーダの観測特性の変化の有無について考察した。選定した河川流量増加期間は、欠測期間を除いた636~672(hour)と748~854(hour)で、この期間のデータ数は144であり、一方河川流量が平常である期間のデータ数は548となった。なお、本節の解析に当たって用いた流速計データは、水深1m層のデータのみを対象とした。

図3.38に、河川流量増加時と平常時におけるVHFレーダの観測データとC1、C8における水深1m層の流速計データの散布図を示す。図中の記号は、前述の図3.33と同じである。図3.38より、C1の東西流速成分が流量増加時にやや相関が悪くなっているが、その他はあまり差違が認められず、河川流量の変化によってVHFレーダの観測特性は変化していないと考えられる。ただし、本観測期間の雨量は比較的少なく、台風や集中豪雨などによって大幅に河川流量が増大するような場合については、さらなる検討の余地がある。

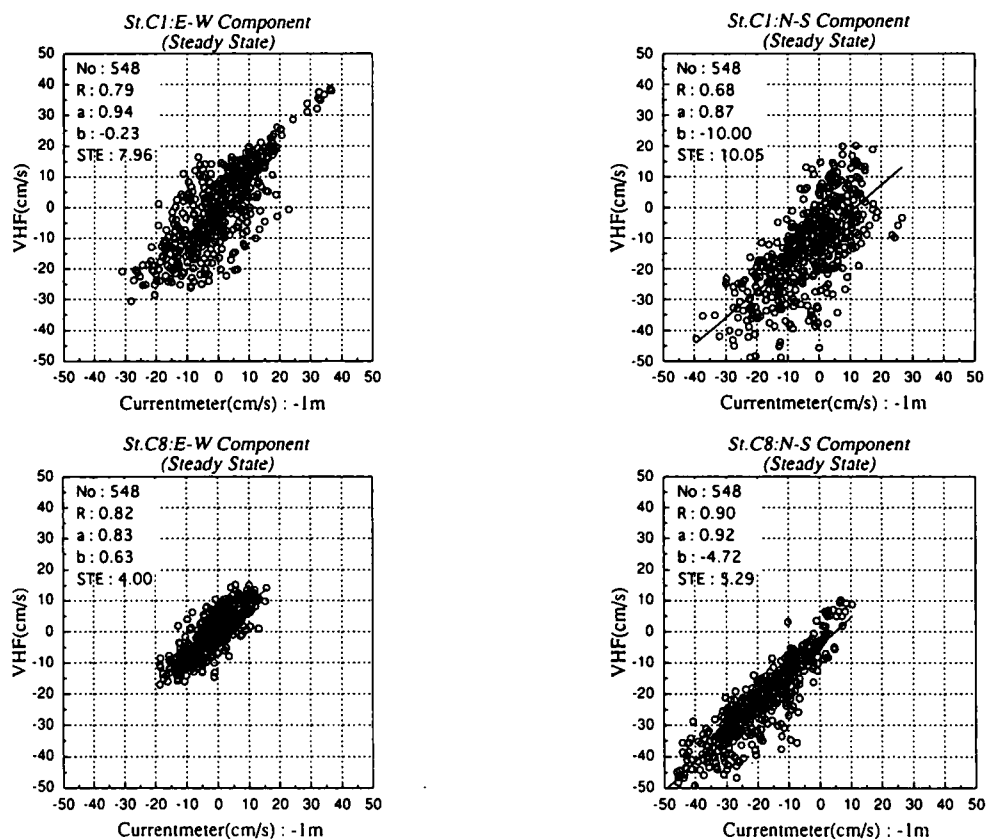
3.3.3 伊勢湾北部海域の流動特性

(a) 観測期間中の風、水温、塩分の経時変化

図3.39と図3.40に、測点C1とC8における水深1, 2, 4, 8mの水温・塩分の25時間移動平均結果を示す。図3.39より、西側海域のC1において平均 5m/s 以上の強い北西~北風が継続している期間84~156, 228~300, 336~480, および768~828では、期間初期の風パターンが変わった



(a) 河川水増加時



(b) 平常時

図 3.38 流速計と VHF レーダの相関(上: 河川流量増加時, 下: 平常時)

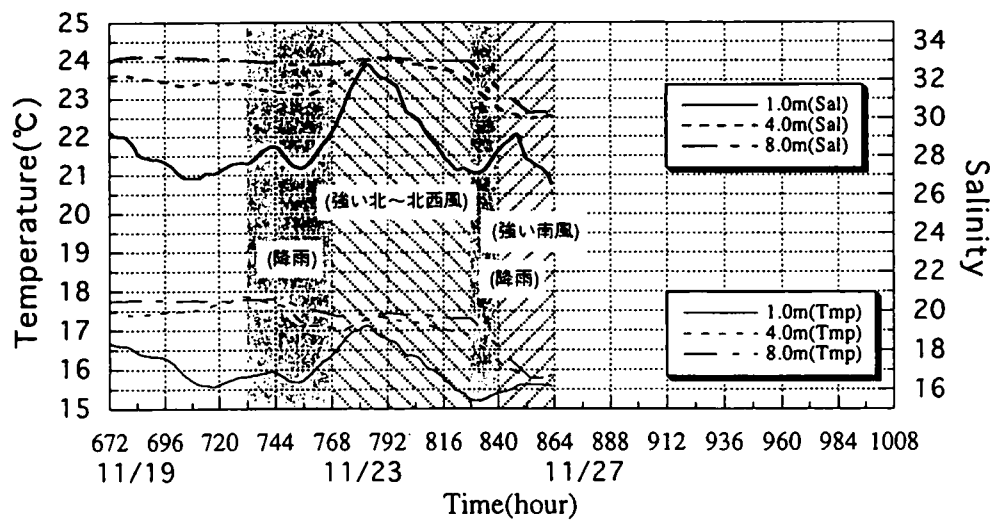
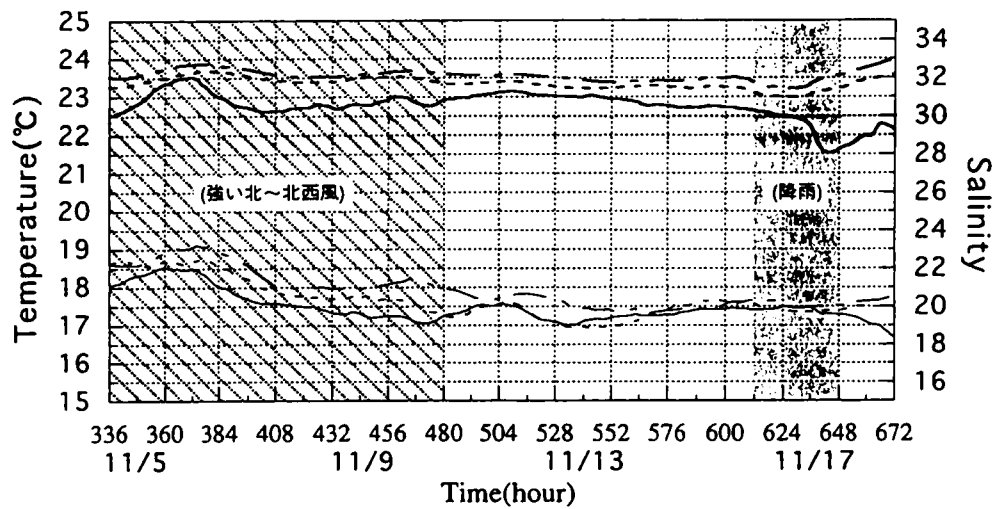
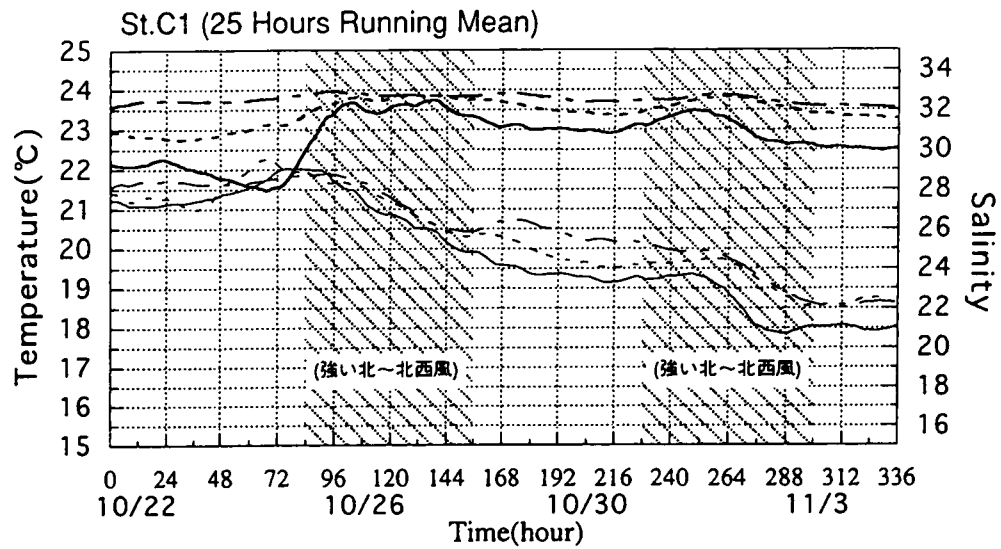


図 3.39 C1 における水温・塩分の時系列(水深 1, 4, 8m)

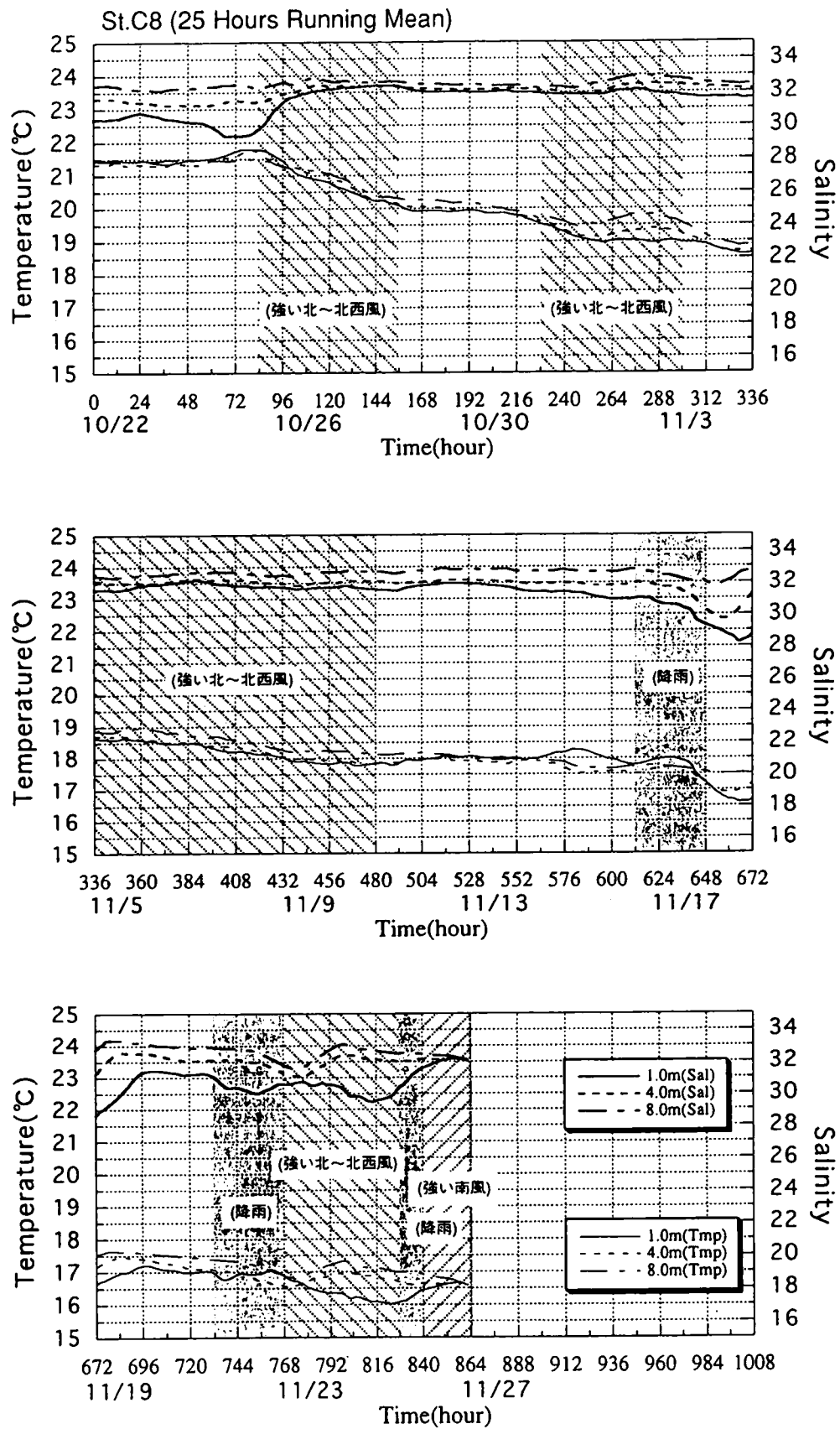


図 3.40 C8 における水温・塩分の時系列(水深 1, 4, 8m)

時期に、半日程度の間に表層の低温・低塩分水が高温・高塩分化している。特に塩分の変動は顕著であり、これは河川水の影響で成層化していた表層水が、強い吹送流によって沖合いに運ばれ、それを補償する形で低層の高温・高塩分水が湧昇したものと考えられる。しかし、その傾向は長く続かず、期間後半は再び成層化している。図 3.40 より、東側海域の C8 でも同様の傾向が見られるが、C1 は顕著な変動ではない。また、降雨の影響のない平常時は、表層から下層までほぼ一様の水温・塩分分布となっており、C8 では河川による密度場への影響は小さいと推定される。

期間後半の 612~648, 732~768, 828~864 を見ると、雨が降り始めてから約 1 日遅れて上層水の低塩分化が見られ、これは降雨後 1 日程度遅れて河川流量が増加した影響と考えられる。この傾向は西側の C1 で強いが、河川水の影響が小さい C8 ではあまり顕著ではない。

期間 840~864 は、10m/s 以上の南風が卓越しており、C1 では上層が高温・高塩分化傾向、下層が全体的に低温・低塩分化しており、C8 では表層が高温・高塩分化したことにより、全層の水温・塩分が一様化している。この期間は、風向きの変化だけではなく、約半日前から降り始めた雨の影響もあり、特に木曾三川の影響の強い C1 では、降雨後約 1 日で再び表層が低塩分化している。

(b) 密度場と流動場の関係

前節で述べたの密度場と流動場の関係を調べるために、ほぼ一直線上に並ぶ C9, C1, C4, C8(図 3.30 参照) のデータをもとに水温・塩分の横断分布を求めた。上記 4 測点のデータが揃って存在する 10 月 28 日 11 時(期間 155), 11 月 7 日 12 時(期間 396), 11 月 19 日 11 時(期間 683) の結果を図 3.41 に示す。

10m/s 程度の強い北西風から 5m/s 程度の北風へ変化した直後の 10 月 28 日は、西側表層で河川水の影響は見られるが、全体的に水温・塩分ともほぼ一様化している。

5m/s 程度の北～北北東の風が継続している時期の 11 月 7 日は、両沿岸付近で水温・塩分とも等値線勾配が急になっており、水温の躍層面の位置が深くなり、全層で低温化傾向にある。通常、沿岸湧昇流は、北半球では岸を左手に見て風が継続するときにエクマン輸送を補償する形でロスビーの内部変形半径内で岸に沿って細長く発達し、成層海域では岸に直交する方向の風によってはあまり発達しないことが知られている(例えば、宇野木早苗, 1993)。ここで、本海域を 2 成層海域と仮定して、水温・塩分の観測データから内部重力波の波速 C_i 、ロスビーの内部変形半径 λ_i を求めると、以下ようになる。ただし、コリオリのパラメータ $f = 8.3 \times 10^{-5}(s^{-1})$ 、慣性周期 $T_i = 21(hr.)$ 、上層厚 $h_1 = 2(m)$ 、下層厚 $h_2 = 15(m)$ 、上下層密度差 $\Delta\rho = 0.0025(kg/m^3)$ 、下層密度 $\rho_2 = 1.022(kg/m^3)$ とした。

$$\begin{aligned} C_i &= \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_2} g \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}} \\ &= 0.30(m/s) \end{aligned} \quad (3-3-23)$$

$$\begin{aligned} \lambda_i &= \frac{C_i}{f} \\ &= 3.61(km) \end{aligned} \quad (3-3-24)$$

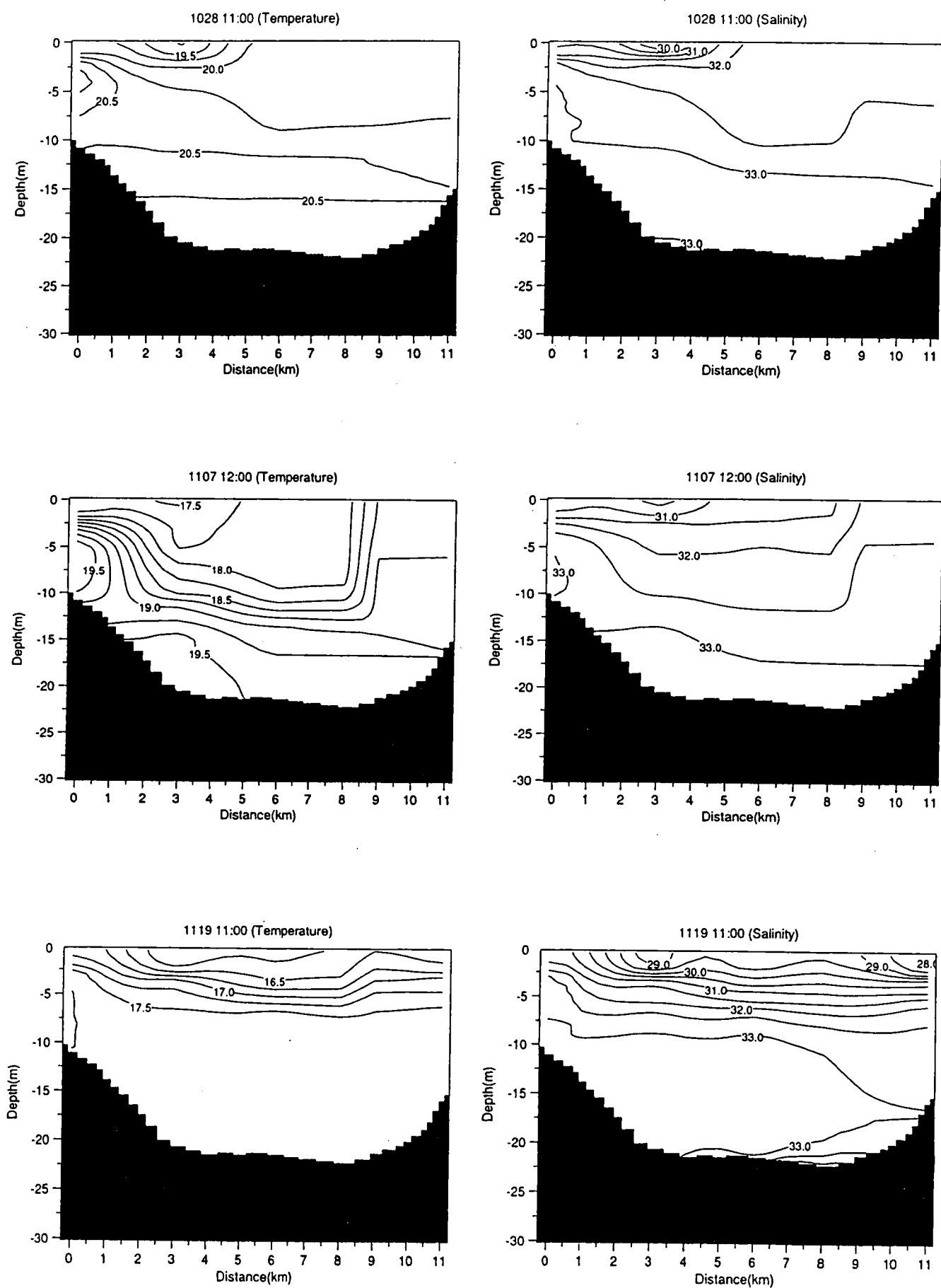


図 3.41 C9, C1, C4, C8 を結ぶ断面上の水温・塩分分布(横軸は C9 からの距離)

これより、測点 C1, C8 とも湧昇流が発達する領域内と考えられる。11 月 7 日は、東側海域の測点 C8 付近で、岸を左手に見て風が吹いていることになり、C8 より沖合 (C9 からの距離が 8km 付近) で見られる水温と塩分のフロントは沿岸湧昇流によるものと考えられる。一方、西側海域の C1 付近では、東側海域で生じるエクマン輸送の影響によって沿岸付近に河川影響の強い沖合い水が運ばれ沈降流が形成されることが予想される。ただし、西側沿岸付近では、水深が浅いため海底斜面の影響を受け、等水温面の断面分布は複雑であり、沈降流による鉛直混合によって、水温低下が生じているかどうかについては明確ではない。

11 月 19 日は、2 日前 (期間 624~648) に降った雨と継続する北風の影響で全域にわたり表層付近に低温・低塩分層が広がり、水深 5m 付近に密度界面が存在し、7m 以深は水温、塩分ともほぼ一様の分布となっている。

(c) 代表的な表層流動パターン

VHF レーダの観測結果をもとに、本海域の表層流動パターンを大別すると、1 日を通じて全体的に南流が卓越している場合 (パターン A) と、1 日程度の期間で時計回りに循環する場合 (パターン B) となった。図 3.42(a)~(c) に、代表的なパターン A の流動場が見られた 10 月 26 日の測点 C10 における風の分布、名古屋港における潮位、および VHF レーダによる 3 時間毎の表層流動分布を示す。なお、表層流動分布は、図を見やすくするために 1km 間隔にデータを間引いて表示した。図 3.42(a) に示したように、パターン A は 1 日を通じて 5m/s 以上の強い北~北西風が継続する時期に多く見られた。図 3.42(b) より、この時期はほぼ小潮の時期に当たっているため、潮流の表層流への影響は相対的に小さいと考えられる。図 3.42(c) を見ると、風が北北西から西北西に変わる 6 時 (102) から 12 時 (108) にかけて、風に対応して西側海域で東南東の流れが発達しており、また 10m/s 程度の強い北西風が卓越する 12 時 (108) から 15 時 (111) にかけて、知多半島沖で南流が発達している様子がわかる。

同様に図 3.43(a), (b), (c) に、代表的なパターン B の流動場が見られた 11 月 4 日の風、潮位、および VHF レーダによる 3 時間毎の表層流動分布を示す。図 3.43(a) に示したように、パターン B は 5m/s 以下の弱風で風向が北から南へと転向している場合に多く見られた。図 3.43(b) より、この時期は大潮に近く、潮流の表層流に対する影響が相対的に強いと考えられる。このように、吹送流に対して潮流の影響が相対的に強くなったことと、風向の転向の影響により、図 3.43(c) に示すような時計回りの循環流が形成されるものと考えられる。

図 3.44(a), (b), (c) に、降雨期より 1 日経過した 11 月 18 日の風、潮位、および VHF レーダによる 3 時間毎の流動分布を示す。河川データがないため断定することはできないが、この期間は降雨の影響で、河川流量が増加していることが予想される。図 3.44(a) より、午前中は 5m/s 以上の西~西北西の風が卓越しており、午後からは 5m/s 程度の北風となっている。図 3.44(b) より、潮汐は大潮に近い。図 3.44(c) を見ると、沖合における流動パターンは、風と対応しているが、木曾三川の河口前面では、パターン A、パターン B に比べ、南流~南東流が明瞭に現れており、これは降雨に伴う河川流量の増加が原因と考えられる。

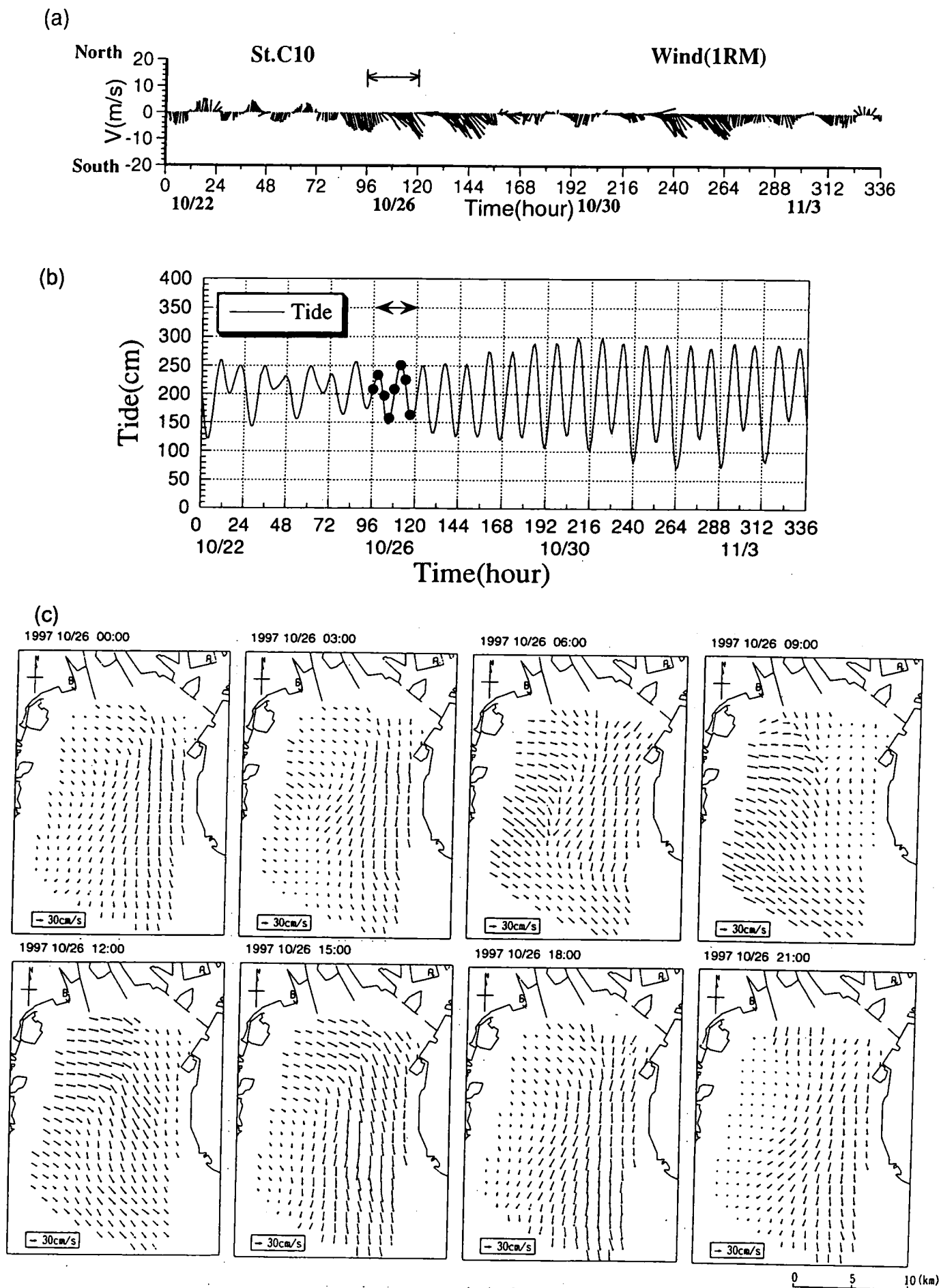


図 3.42 代表的な南流パターン(パターン A)時の風(上), 潮位(中), 表層流動分布(下)

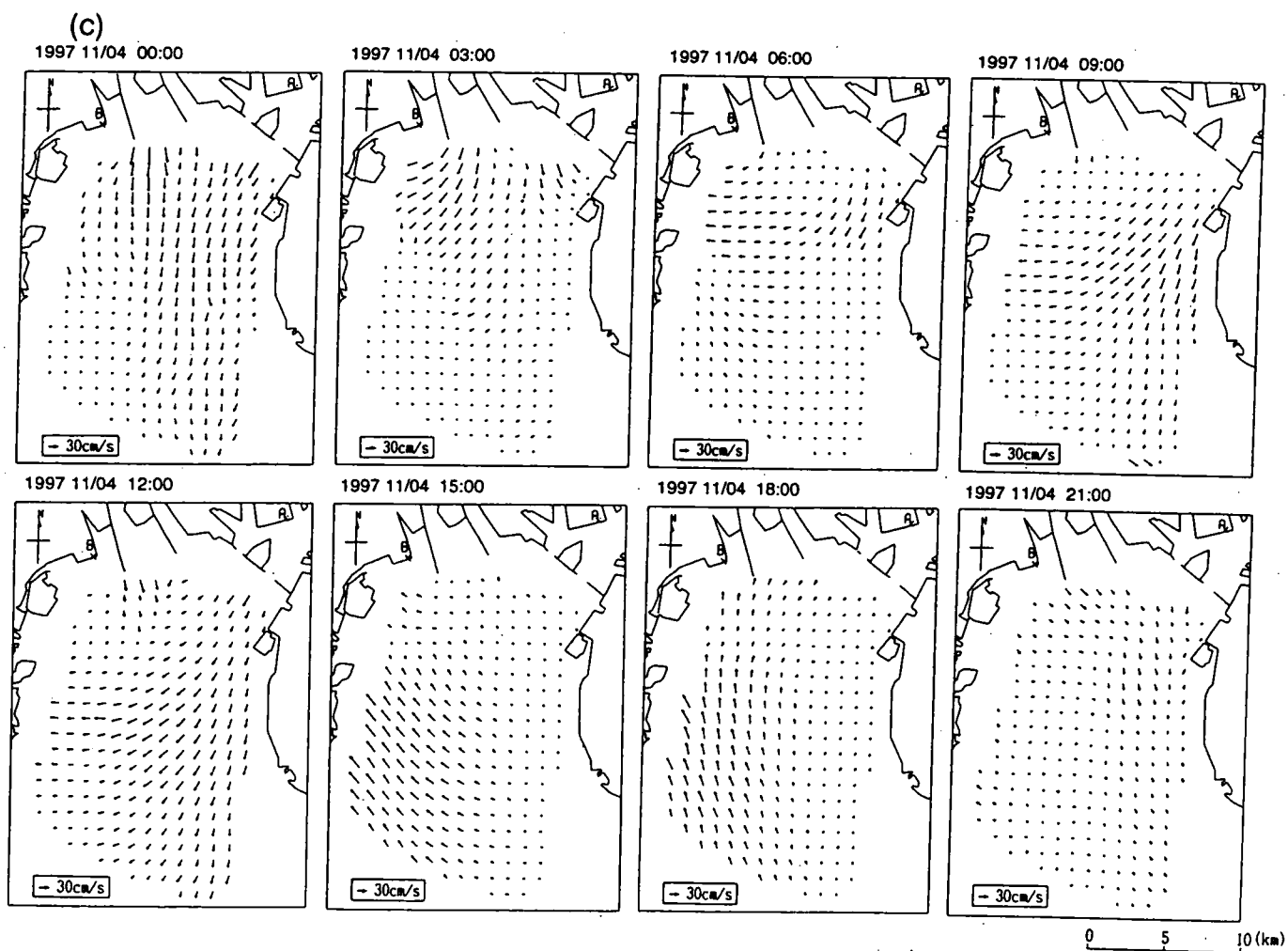
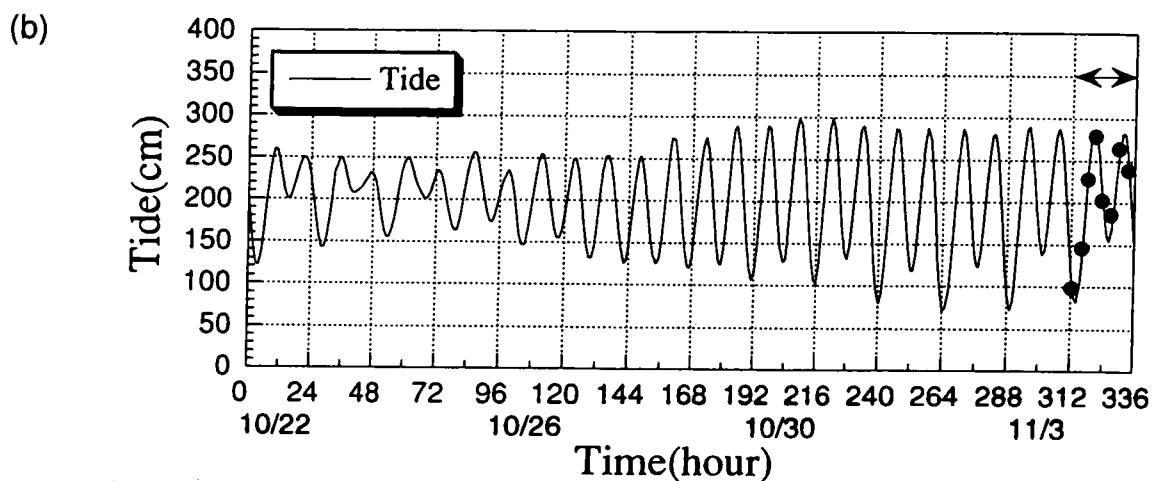
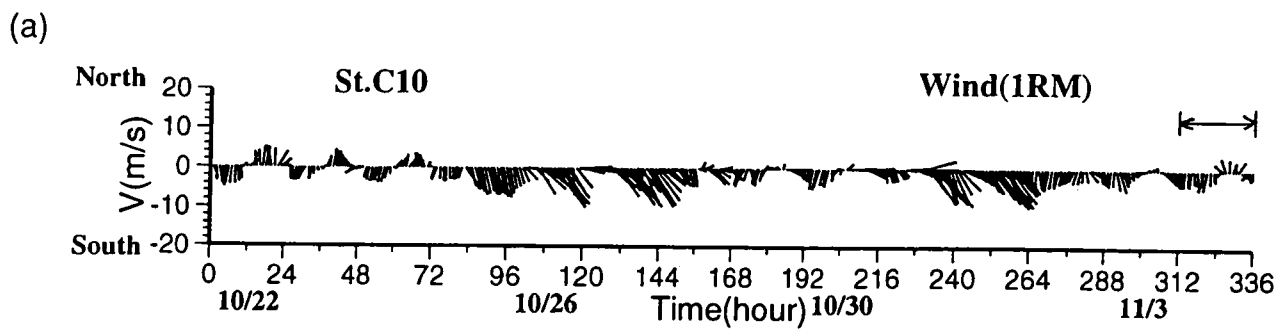


図 3.43 代表的な循環パターン(パターン B)時の風(上), 潮位(中), 表層流動分布(下)

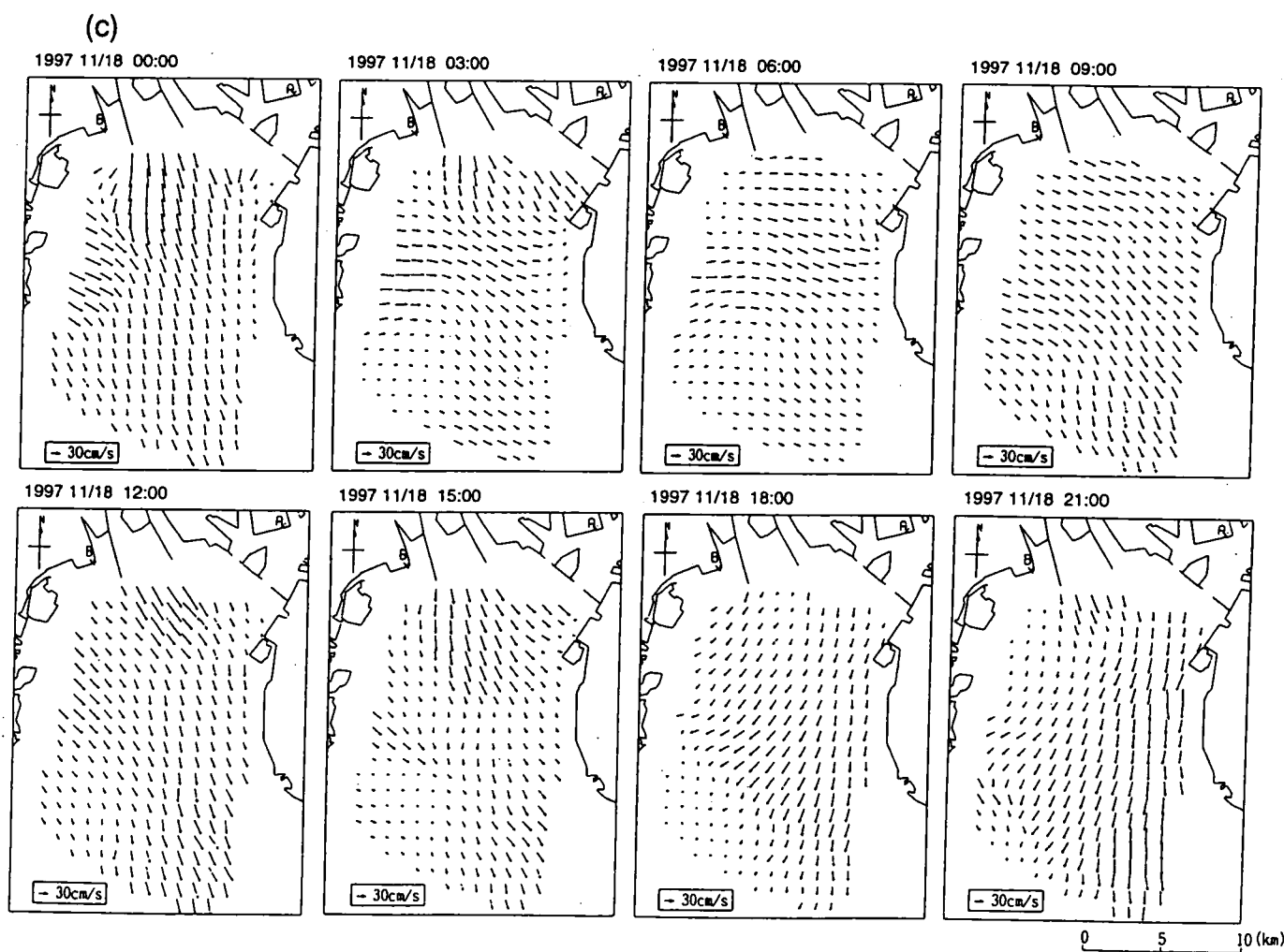
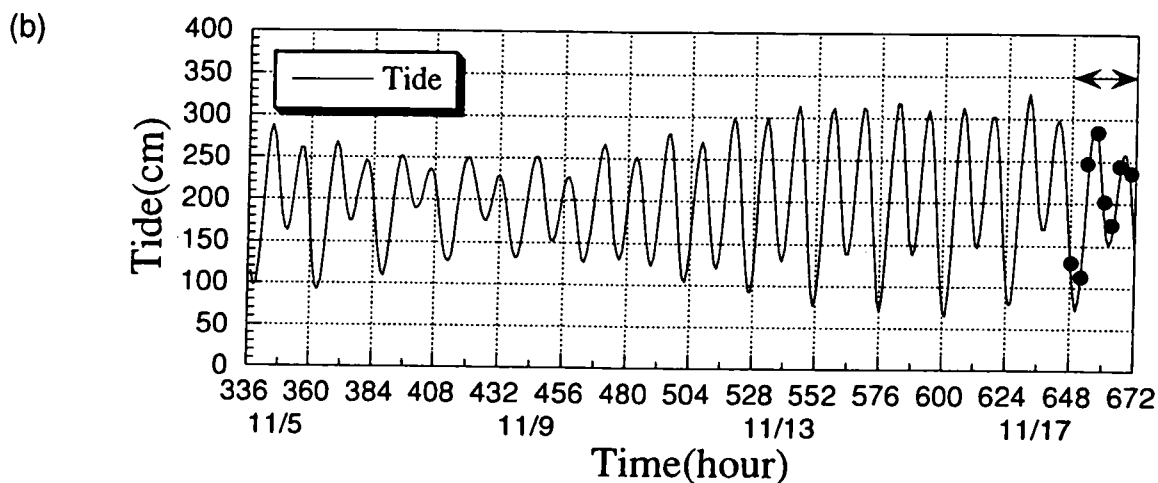
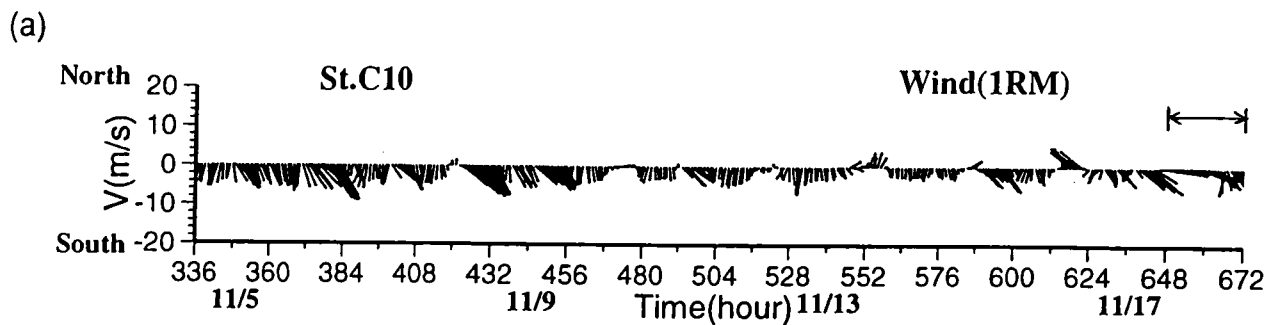


図 3.44 降雨影響時の風(上), 潮位(中), 表層流動分布(下)

(d) 残差流

残差流は、海域の物質循環に大きな影響を及ぼすが、これまではその実態解明に必要な広域の長期観測データが不足していたため、未だ不明な点が多い。これに対し、海洋レーダは広域流動分布を連続して観測できるため、残差流の解明に有効と考えられる。本海域における残差流の研究例として、杉山ら (1994) が現地観測から 15 昼夜平均残差流を求めており、それによれば季節によらず残差流として時計回りの循環流が存在すると報告されている。

図 3.45(a)～(c) に上記 10 月 26 日 (パターン A)、11 月 4 日 (パターン B)、11 月 18 日 (降雨影響時) の各 25 時間平均による残差流分布を示す。また、図 3.45(d) に全期間 (30 日) 平均の残差流分布を示す。図 3.45(a) より、パターン A の残差流は、全体的に 30cm/s 程度の南流が卓越しており、西側海域では東南東～南東の流れが見られる。図 3.45(b) より、パターン B の残差流は、杉山ら (1994) の報告にあるような海域全体で時計回りに循環する残差流に近いが、循環流が形成されるまでには至っていない。図 3.45(c) の降雨影響時の残差流は、全体的に南流～南南東流が卓越しており、これは河川流量増加の影響と考えられる。25 時間平均の残差流には、潮汐残差流成分の他に、吹送流と密度流の長周期成分も含まれているため、これらの結果だけでは残差流の成因を特定することはできない。図 3.45(d) における 30 日平均の残差流を見ると、西側海域では南流～南西流へと沖合へ向かって右回りの流れとなっているのに対し、東側海域では全体的に南流場となっている。これより、30 日平均の残差流に対しては、季節風による長周期成分の影響で全体的に南流傾向が現れていると考えられる。ただし、西側海域では、潮汐残差流と河川ブルームに対するコリオリ力の影響も強く、右回りの流れが形成されていると推定できる。

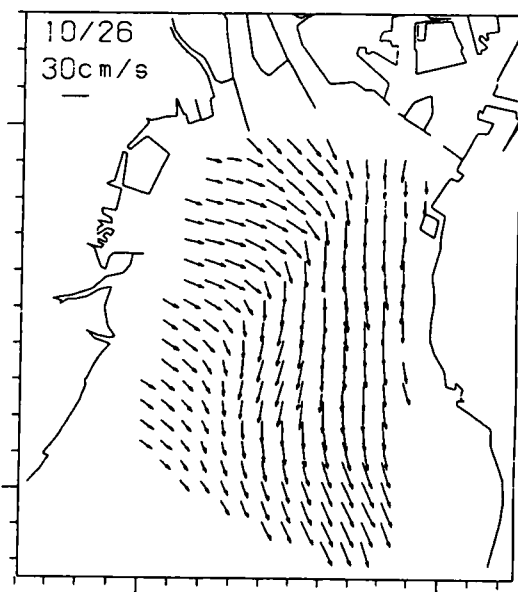
このように VHF レーダの観測結果から求めた残差流分布では、杉山ら (1994) の観測結果に見られた時計回りの循環流が明瞭に見られなかったが、その理由としては、VHF レーダが観測する流れは 0.3m 付近の極表層であり、過去の観測事例とは測定層が違う点が考えられる。これについては、同じ杉山ら (1994) の研究における 3 次元数値シミュレーション結果において、水深 2m 以深の残差流では循環流が見られるが、水深 0～2m 層では循環流ではなく南流パターンとなった結果に類似している。ただし、彼らの計算では、風が考慮されていない点に注意しなければならない。

以上のことから、VHF レーダの観測データは、河川水、潮汐流、吹送流などが複雑に影響し合う変動の激しい沿岸域の海洋観測に有用であることが確認された。ただし、本海域の西側海域では VHF レーダの時間的観測頻度に対して、流動場の時間変動が激しいと考えられるため、このような流動変動の激しい海域における残差流を含めた流動特性については、より時間的に密な観測データ等による検討が必要と考えられる。

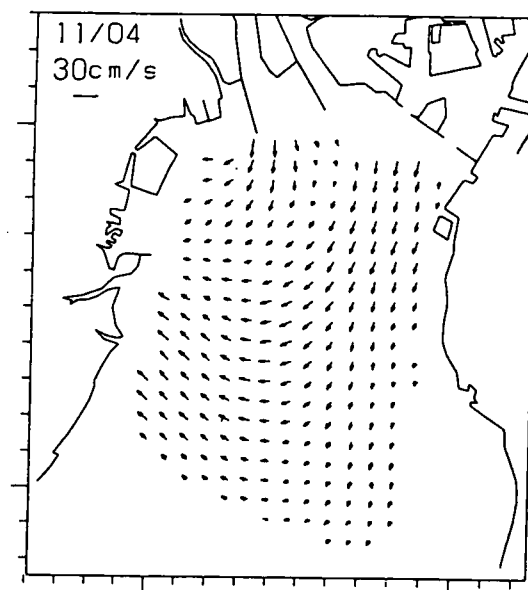
3.4 DBF レーダによる伊勢湾北部海域の表層流動解析

3.4.1 DBF レーダの概略

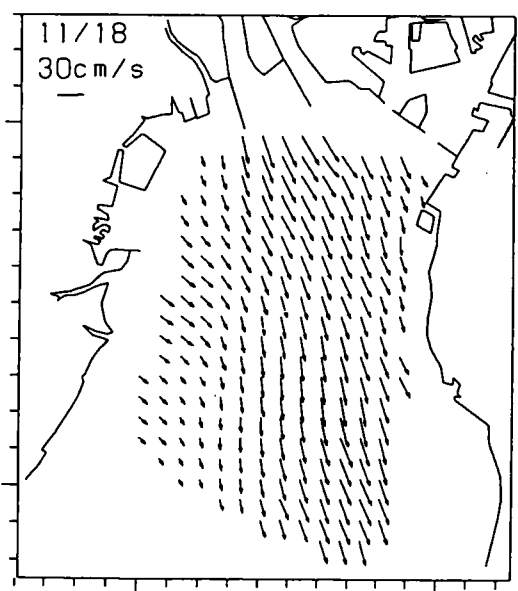
表 3.1 に示したように、DBF レーダでは、3.3 で述べた VHF レーダと同様に、中心周波数 41.9MHz の電波を 300kHz 掃引する FMICW 方式を採用している。ただし、パルス繰り返し周期 0.64ms、掃



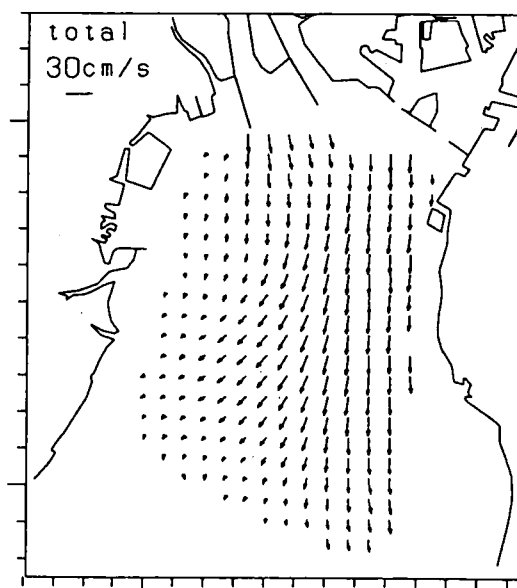
(a) パターンA時の25時間平均残差流



(b) パターンB時の25時間平均残差流



(c) 河川流量増加時の25時間平均残差流



(d) 30日平均算差流

図 3.45 VHF レーダの連続データから求めた残差流パターン

引パルス数 512, 積分掃引数 512 から, レーダの速度分解能は 2.13cm/s となっている. また, ビームレンジ方向の距離分解能は 0.5km と VHF レーダと同じであるが, 方位方向の分解能はレーダ正面方向で 13° , 正面から 40° 方向で 17° となっている. DBF レーダの外観は, 3.2 で述べた HF レーダとほぼ同じである. ただし, HF レーダは 2 素子の送・受信兼用のアンテナ列 10 組から構成されていたのに対し, DBF レーダは 3 素子の送信アンテナ 1 組と, 2 素子の受信アンテナ 8 組で構成となっている. これらの設置面積は幅 40m × 奥行 4m 程度, アンテナの高さは 5.5m 程度である.

DBF レーダは, 受信アンテナアレイの各素子出力を A/D 変換器によりデジタル信号として PC へ転送し, 信号処理の段階で各素子間の位相差を利用して任意方向の受信ビームを形成するデジタルビームフォーミング方式を採用している (近藤ら, 1993). 以下, デジタルビームフォーミング方式の原理を簡単に説明する. 図 3.46 に示すように, N 組の受信アンテナが等間隔で一直線に並んでいる場合において, アンテナ正面から θ_k の角度で入射する電波に対して, n 番目の素子アンテナの位相 ϕ_n は以下のように表される. ただし, λ : 電波の波長, d : 素子アンテナの間隔である.

$$\phi_n = \frac{2\pi}{\lambda} n d \sin \theta_k \quad (3-4-25)$$

このとき, n 番目の素子アンテナ出力を $S_n(\theta)$ とすれば, θ_k 方向に主ビームを形成するアンテナ放射パターンは以下ようになる.

$$B(\theta_k) = \sum_{n=0}^{N-1} S_n(\theta_k) \cdot e^{j\phi_n} \quad (3-4-26)$$

ここで, 各ビーム間における以下の関係式

$$\frac{d}{\lambda} \sin \theta_k = \frac{k}{N} \quad (k = 0, 1, \dots, N-1) \quad (3-4-27)$$

と (3-4-25) 式を (3-4-26) 式に代入すると,

$$B(\theta_k) = \sum_{n=0}^{N-1} S_n(\theta_k) \cdot e^{-j2\pi n k / N} \quad (3-4-28)$$

となり, 離散フーリエ変換の式が得られ, これより, θ_k 方向のアンテナ放射パターンを求めることができる. DBF レーダでは 8 組の受信アンテナを用いて, 8 方向の受信ビームを生成する. このようにデジタルビームフォーミング方式では, 信号処理の段階で任意の受信ビームを生成できるため, 各方向に位相を振って順次観測する必要がなく, 結果的に短時間観測が可能となる. 実際の観測では, 2 組の DBF レーダにより 15 分観測を交互に行い, 各サイトで得られた 30 分間隔のデータを時間方向に線形内挿し, 15 分毎に流速分布を求めた. 流速分布の算出にあたり, 各ビームのレンジ毎の視線流速を基に, 500m 格子の直交座標系にデータを空間内挿した. さらに, データ同化モデルにおいては, 座標軸の方向, およびメッシュ格子間隔が異なるため, DBF レーダの観測データをさらに空間内挿し, 座標変換して用いた.

次に, DBF レーダの自動ピークサーチアルゴリズムについて説明する. DBF レーダによる流速観測では, 8 方向それぞれに対してレンジ毎にピーク解析を行うため, 1 観測におけるデータ数

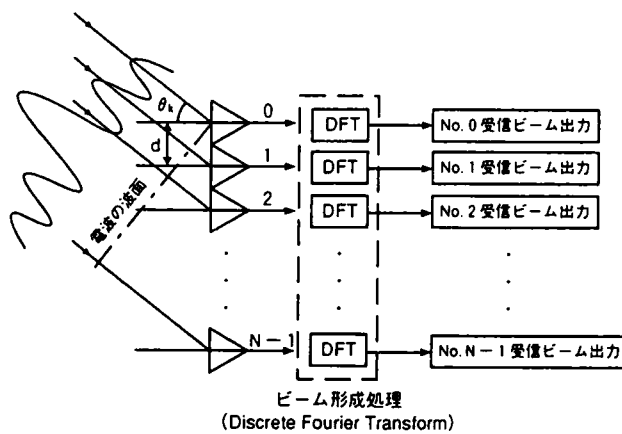


図 3.46 DBF レーダの受信アンテナ間の関係

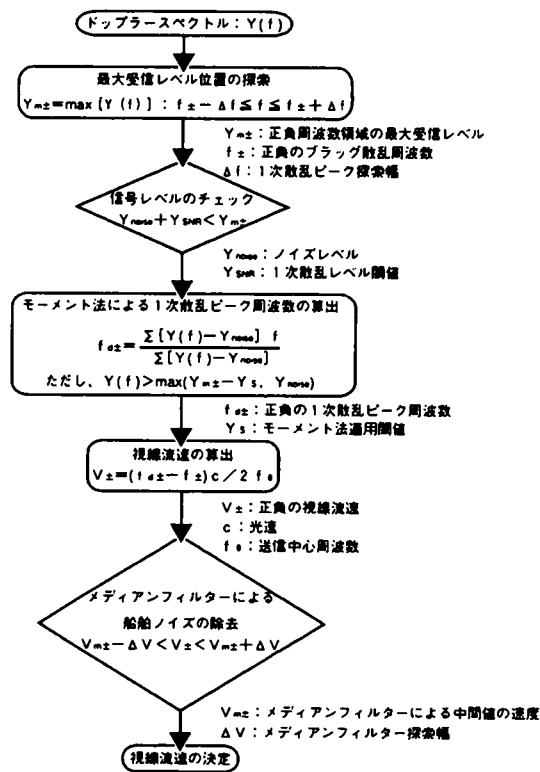


図 3.47 自動ピークサーチアルゴリズムの処理フロー

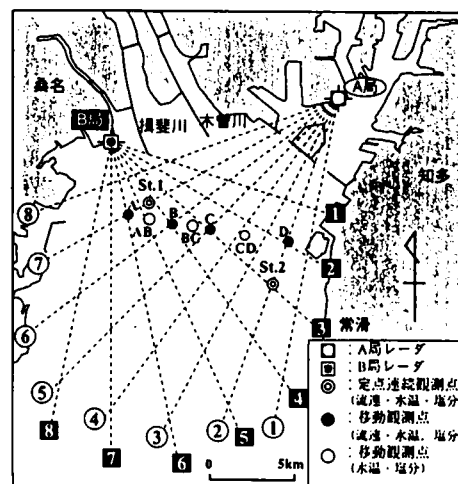


図 3.48 観測範囲と測点位置

は約 360 となる。これが 15 分毎に繰り返されるため、例えば 1 週間の観測における 2 局のデータ総数は約 48 万個と膨大になる。そのため、精度の良い 1 次散乱ピークの自動検知アルゴリズムが必要となる。ただし、後述するように自然環境下では予測不能な外来ノイズが存在するため、マニュアル補正によるデータ補正は避けられない。DBF レーダの自動ピークサーチアルゴリズムのフローを図 3.47 に示す。始めに、データ処理を高速化するために 1 次散乱ピーク探索幅を設定し、正負の周波数領域内で、それぞれドップラースペクトルのピーク位置を求める。次に、正負それぞれの領域のピーク値が、ノイズレベルに対して必要な閾値を越えているかどうかをチェックする。続いて、ピークを示す周波数に対してモーメント法を適用し、正負の周波数領域における 1 次散乱周波数を決定する。最後に、モーメント法で得られた視線流速成分に対して、メディアンフィルターによって、船舶ノイズ等を除去する。採用する視線流速値としては、正負両ピークに対して受信レベルの大きい方を採用するモードと、正負ピーク位置の平均値を採用するモードの 2 種類が選択できるようになっている(後述する現地観測においては、受信レベルが大きいピーク値を採用するモードで解析を行った)。

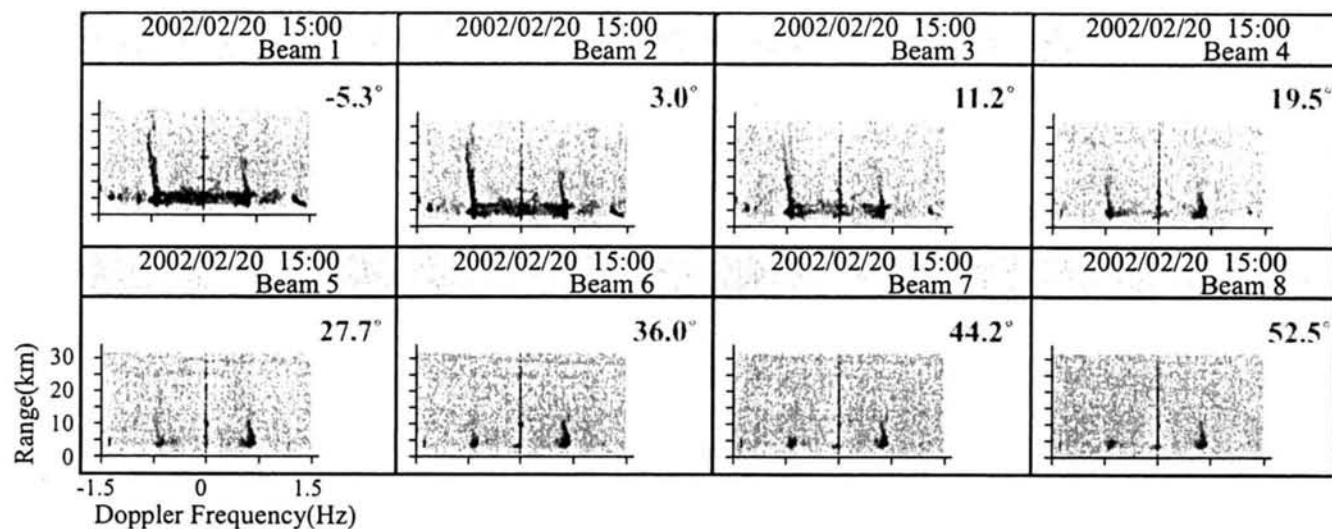
3.4.2 現地観測の概要

図 3.48 に示す伊勢湾北部海域において、2002 年 2 月 18 日から 26 日にかけて DBF レーダおよび流速計による移動観測を実施した(坂井ら, 2002)。図 3.48 の A 局, B 局に 2 組の DBF レーダを設置し、期間中 15 分間隔で表層流動分布を観測した。また、海上の測点 St.1 と St.2 の定点において、水深 1m と 2m に電磁流速計を設置し、DBF レーダの観測データと比較するための連続流速データを 5 分間隔で取得した。さらに、期間中の 2 月 23 日に、測点 A, B, C, D において、流速、水温、および塩分の鉛直分布を船舶によりスポット的に 4 回観測した。同じく測点 AB, BC, CD において、水温、塩分の鉛直分布をスポット的に 4 回測定した。これらの水温、塩分、および密度の観測結果より、水温分布はほぼ一様であり、海域の密度場は塩分分布によって決定されていることが確認された。

A 局及び B 局に設置した DBF レーダのドップラースペクトルの解析例を図 3.49 に示す。図は、各ビームのレンジ方向に対するドップラースペクトルをグレースケールで示しており、黒いほどエネルギーが大きいことを示す。なお、図中に示した角度は、各ビームのアンテナ列正面方向に対する相対角度である。A 局では、設置場所の制約で、ビーム正面方向が観測対象領域の中心からずれていることや、正面の知多半島や人工島などの影響で、レンジ 10km 以遠の受信レベルが低くなる傾向が見られた。特に、ビーム番号 4~8 でこの傾向は顕著であった。一方、B 局では、アンテナ正面方向の見通しが良く、どのビームについても概ね良好なデータが得られた。ただし、本海域では、図 3.50 の B 局 25km 付近で見られるような外来ノイズが夜間を中心に間欠的に発生したため、受信状態の悪い A 局のビーム番号 4~8 では欠測となる場合が多く見られた。この外来ノイズの原因は不明であるが、ノイズ影響下においても、B 局のように受信状態が良い地点では、ほぼ 1 次散乱ピークを検知することができた。

次に、DBF レーダで用いられているモーメント法とメディアンフィルターに基づく自動ピーク

A局



B局

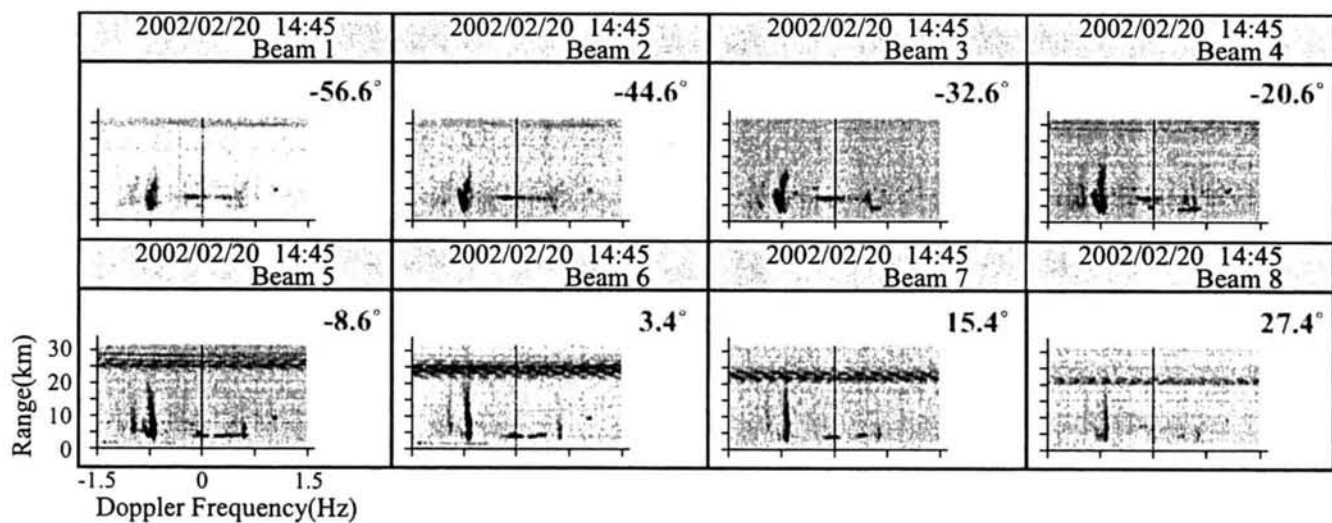


図 3.49 ドップラースペクトルの解析例 (上：A局，下：B局)

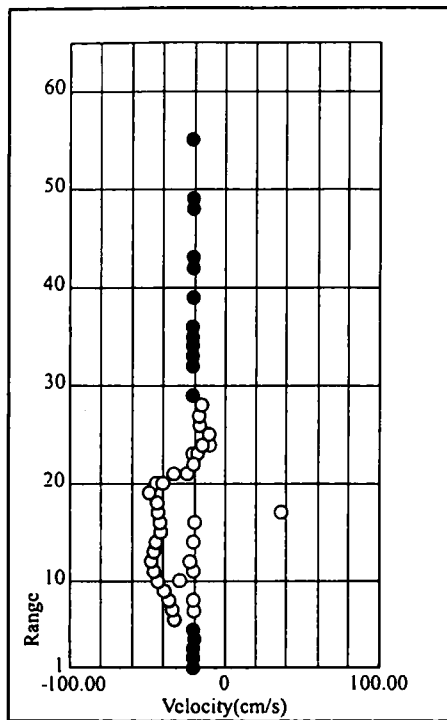
サーチアルゴリズムの問題点について考察する。図 3.50(a), (b) に誤ってピークサーチが行われた解析例を示す。横軸が視線流速、縦軸がレンジ (距離) を示し、黒塗りの丸が正のピーク採用値、グレー塗りの丸が負のピーク採用値、白抜きの黒丸とグレーの丸がそれぞれ採用されなかった正負のピーク値を示している。図 3.50(a) はレンジ方向に一樣なノイズが存在する場合、図 3.50(b) はレンジ 40 以遠にノイズが存在する場合である。両図とも、流速の出現範囲内にノイズが存在するため、本アルゴリズムでは 1 次散乱と誤って検知している。しかし、図 3.50(a) では、レンジ方向に連続して同じ位置にピークが現れるため、流動現象としては不自然であり、ノイズと判別できる。また、図 3.50(b) では、レンジ方向の不連続性と値のばらつき具合から、同じく流動現象としては不自然であり、ノイズと判別できる。本研究では、これらのケースに対して、マニュアル機能によりデータを補正した。

3.4.3 DBF レーダの観測精度

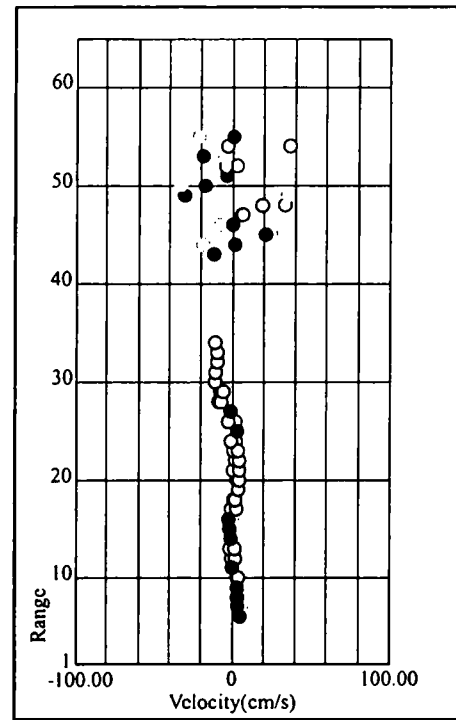
図 3.51 に、測点 St.1 と St.2 における DBF レーダと水深 1m 層の電磁流速計による観測データの回帰分析結果を示す。上段が St.1、下段が St.2 で、それぞれ東西成分 (左) と南北成分 (右) に分けて解析した。前述のように期間中 St.1 を中心に欠測となる場合が見られたため、データ数は St.2 の 637 点に比べ、St.1 では 361 点となった。両地点の相関係数は南北成分が 0.8 程度、東西成分が 0.7 程度となっており、標準誤差は南北成分が 5cm/s~10cm/s 程度、東西成分が 7cm/s~9cm/s 程度となった。回帰直線の傾きが 1 より小さくなっており、回帰直線の切片は東西成分に比べて、南北成分の値が大きく、 -7cm/s 程度となっている。また、DBF レーダと水深 2m 層の流速計とを比較した結果は、相関係数 0.4~0.7 程度、標準誤差 6cm/s~13cm/s 程度と 1m 層の結果に比べて悪くなった。また、測点別に見ると、東側海域の St.2 の方が相関がやや高く、標準誤差は 5cm/s~7cm/s 程度と、西側海域の St.1 の標準誤差 9cm/s~10cm/s 程度に比べて良い結果となった。これらの結果は、3.3 の VHF レーダと流速計の比較結果とはほぼ同様の傾向となっているが、St.1 における DBF レーダと水深 1m 層の電磁流速計の回帰分析結果は、VHF レーダの場合に比べて良くなっている。観測時期および観測計器等の違いはあるが、これは 3.3 で述べたように、時間変動の激しい西側木曾三川前面海域において、DBF レーダによる短時間観測の効果が現れているものと考えられる。

3.4.4 伊勢湾湾奥部の鉛直流動構造

本海域の湾奥部は、木曾三川が流入するため、潮流、吹送流との力学バランスにより、3 次元流動場が複雑に変化することが予想される。前節で述べた VHF レーダを用いた観測では、表層流動場の空間特性を中心に考察を行ったが、ここでは、図 3.48 の測点 A, B, C, D において観測された ADCP による流速の鉛直分布と DBF レーダの観測結果を用いて、表層から下層へかけての鉛直流動構造について考察する。図 3.52(a)~(d) に、時刻 11:15(上げ潮開始時)、12:45(上げ潮最強時)、14:45(満潮時)、16:15(下げ潮開始時) における ADCP の流速鉛直分布と DBF レーダの観測結果を示す。DBF レーダの観測層は 0.3m、ADCP は第 1 層の 1.73m から 0.5m おきに 9.73m までを示している。なお、図中には、常滑の推算潮位と東海地点の AMeDAS の風データを併記した。両



(a)



(b)

図 3.50 誤ったピークサーチ結果：(a) レンジ方向に一様なノイズが存在する場合，
(b) 特定のレンジにノイズが存在する場合

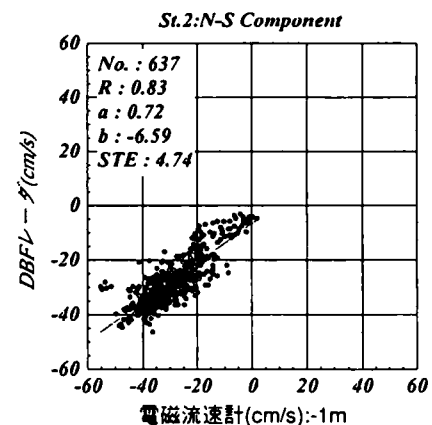
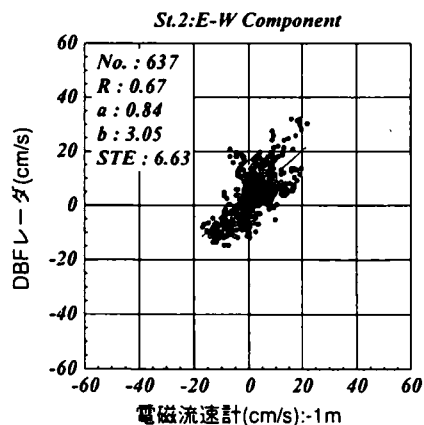
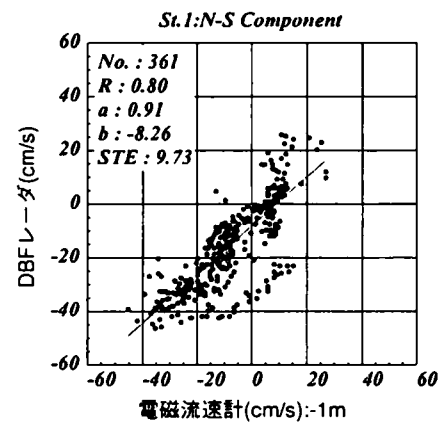
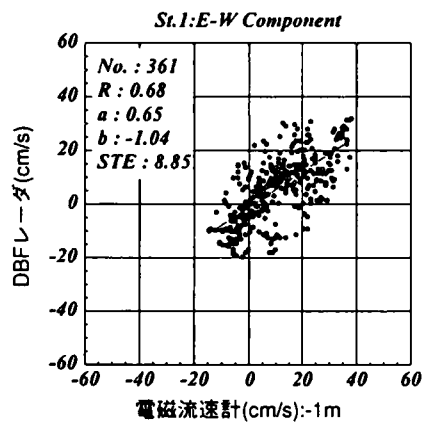
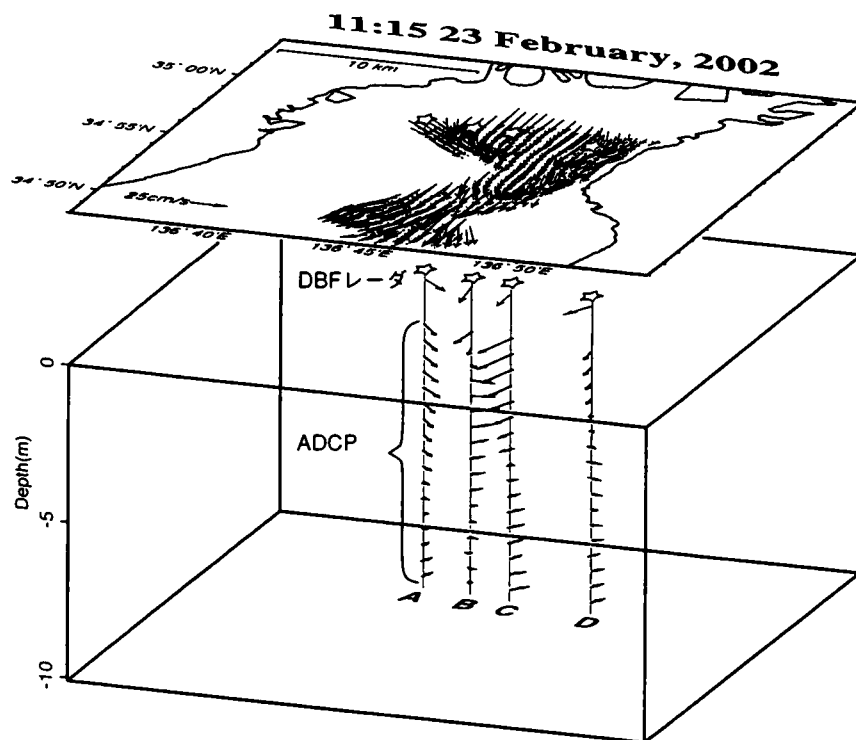
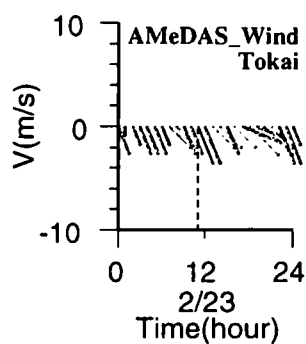
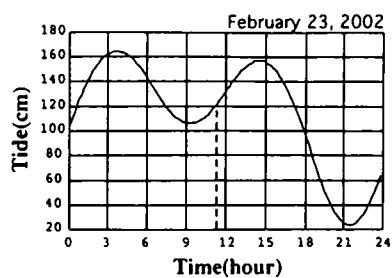
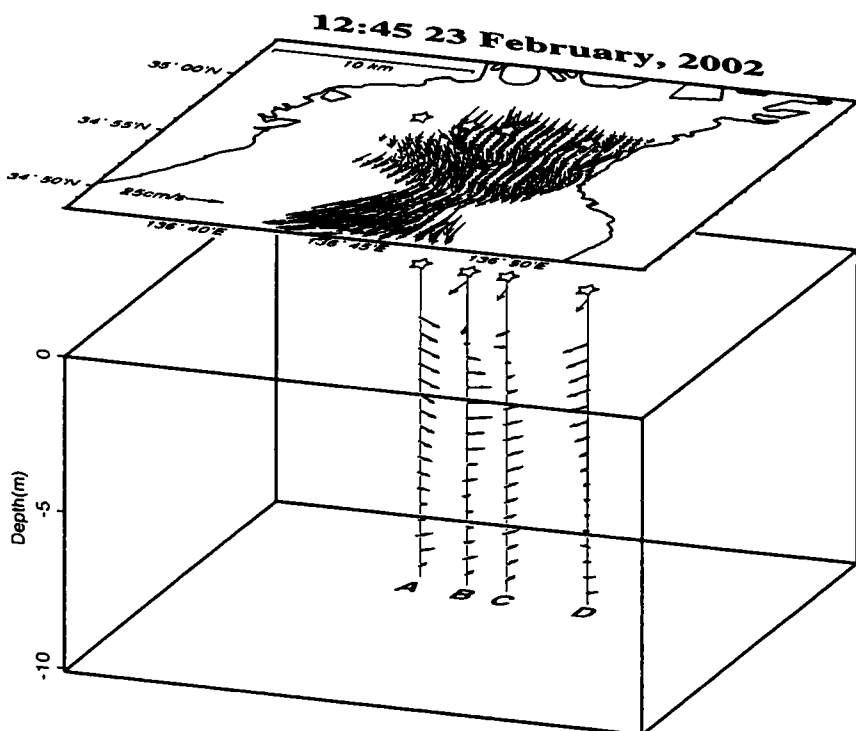
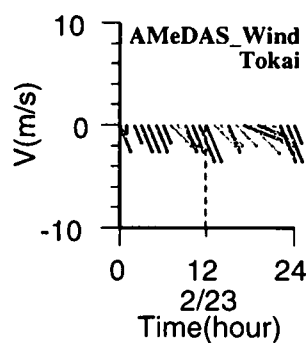
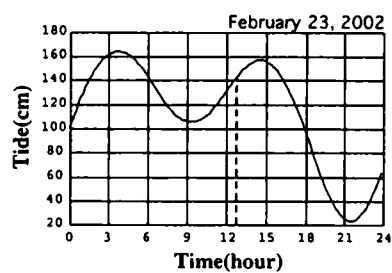


図 3.51 DBF レーダと流速計による観測結果の比較(No：データ数，R：相関係数，
a：回帰直線の傾き，b：回帰直線の切片，STE：標準誤差)

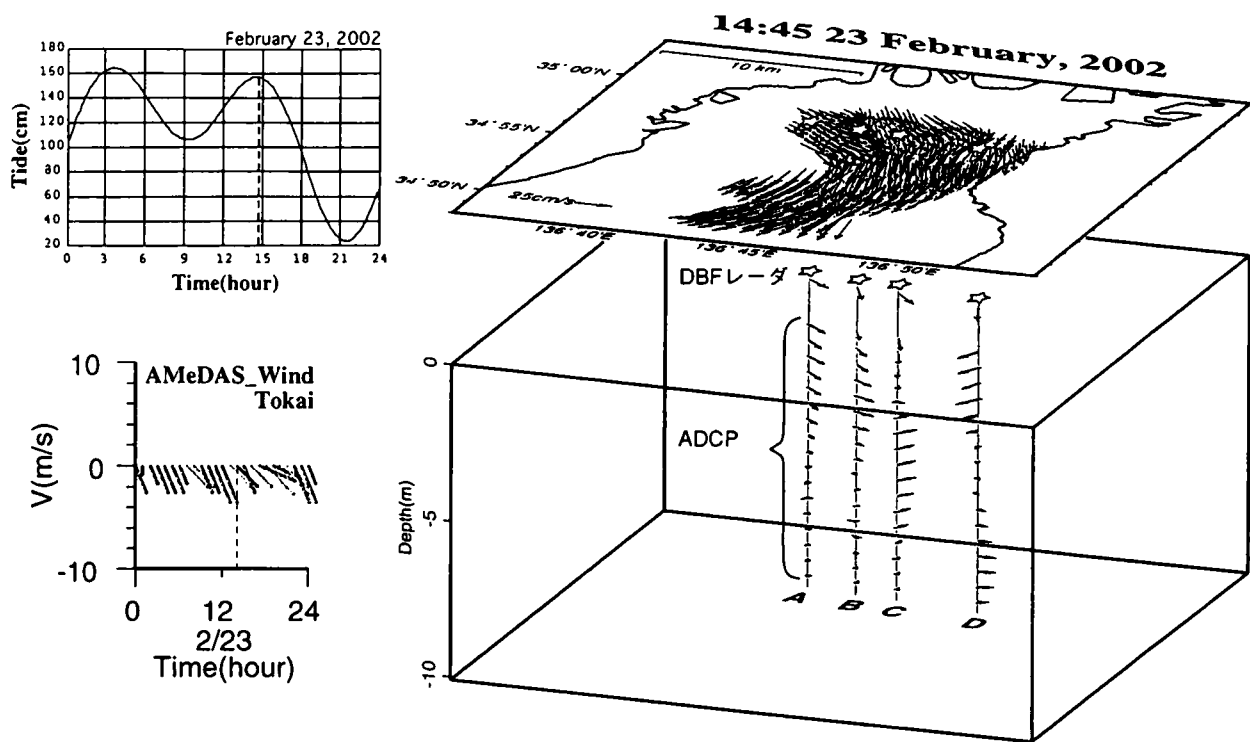


(a) 時刻11:15

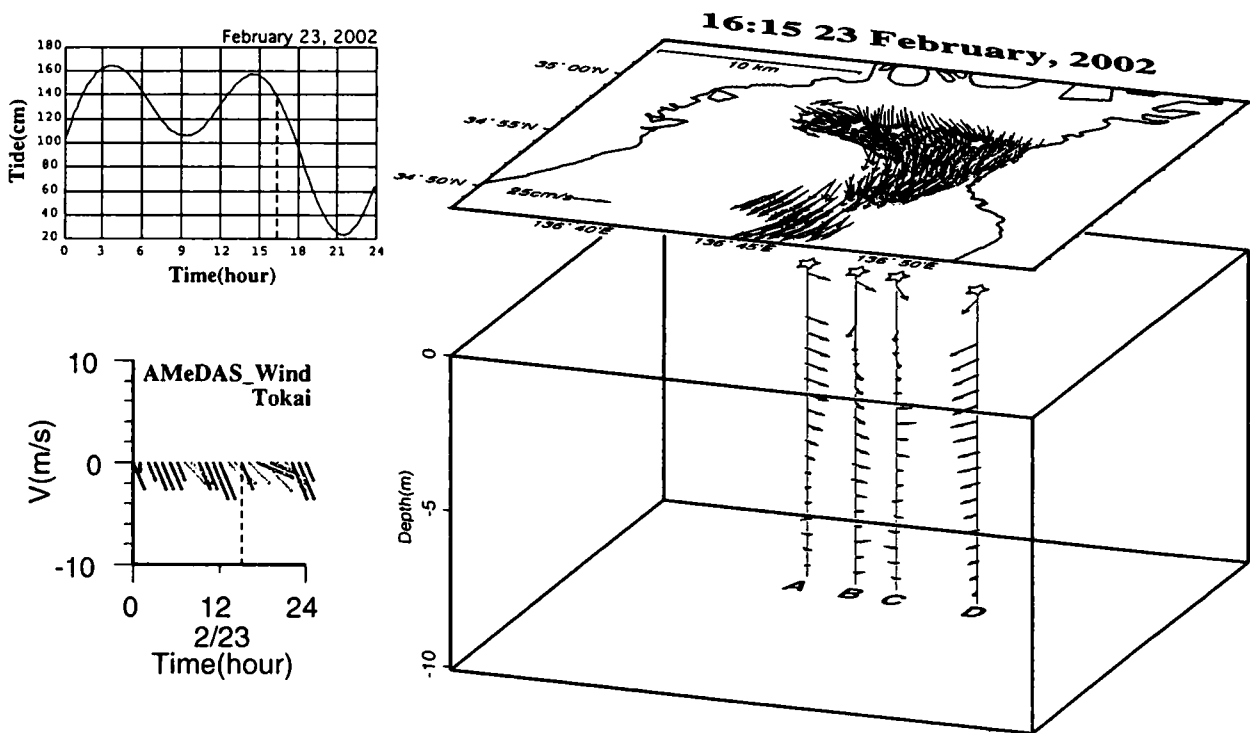


(b) 時刻12:45

図 3.52 流速の鉛直構造 (I)



(c) 時刻14:45



(d) 時刻16:15

図 3.52 流速の鉛直構造 (2)

者の結果を、測点別に見てみる。まず、西側海域の A 点では、4 時刻とも 4m/s 程度の北北西～北西の風であるのに対して、DBF レーダ、および表層から水深 5m 付近までの ADCP の結果は、風向に対して反時計回りの南東～東南東方向に流速値を 20cm/s から 10cm/s 程度に低減させながら流れており、DBF レーダと ADCP は良い対応を示している。この南東～東南東の流れは潮汐流の影響によるものと考えられる。特に、西側の縁辺部では水深が 10m よりも浅くなっており、海岸線に沿って時計回りの循環流が表層～5m 付近にかけて形成されている様子がわかる。5m より下層では、流れが弱くなり、上層の流れに対して緩やかに反時計回りに流向が変化している。なお、時刻 12:45 は、DBF レーダのデータが欠測であった。次に、木曾三川河口部に最も近い測点 B について見ると、DBF レーダおよび ADCP の最上層 (1.73m) では、河川流と風の影響で南流～南東流となっているが、水深 2.23m 以深では流向が反時計回りに変化しており、4m 付近を中心に流速が最大となっている。この傾向は上げ潮時に強く、満潮から下げ潮にかけて弱まっていく様子が見られ、潮流の影響によるものと考えられる。なお、時刻 16:15 に関しては、DBF レーダと ADCP 最上層の流向が時計回りにやや大きく流向がずれているが、AMeDAS の風データが 1 時間間隔であるため、DBF レーダの観測データが異常なのか、風の短周期変動によるものなのか、その要因については判断できない。同じく木曾三川河口部に近い測点 C について見ると、干潮時に近い 11:15 を除き、DBF レーダおよび表層から 2.23m 付近まではエクマン吹送流に近い時計回りの流れとなっている。水深 2.73m 以深では、測点 B 同様反時計回りに流向が変化しており、5m 付近を中心に流速が最大となっている。時刻 11:15 では、表層から 5m 付近まで南南西の流れが卓越している。最後に、東側海域の測点 D について見ると、測点 C と同様に、表層から水深 3.23m までは時計回りに南～南南西の流れ場となっており、それ以深については反時計回りに流向が変化している。ただし、時刻 11:15 に関しては、DBF レーダの流れに対して ADCP の結果はすべて反時計回りに変化している。これらの結果より、両側の測点 A と D では、表層から 4m～5m 付近まで一方向の流れが卓越しており、その向きは西側で南東方向、東側で南南西方向となった。中間の測点 B と C では、表層近傍で河川流動の影響を強く受けるため、水深 2m 付近を境に流れの鉛直分布傾向が変化していることが確認された。このように、本海域における流動場の鉛直構造は、時・空間的に複雑な変化を示しており、DBF レーダによる観測は、このような複雑に変化する表層近傍の流動構造解明に寄与することができる。

3.5 結語

3 種類の国内海洋レーダを用いた現地観測を実施し、海洋レーダの表層流速の測定精度の検証、ならびに現場海域の流動特性についての考察を行った。得られた主な成果は、以下の通りである。

1. HF レーダによる福島沖観測

(a) HF レーダの適用性

- i. HF レーダと水深 2m に設置した流速計の観測結果を比較した結果、水深が 20m 以上で両視線交差角が 100° 程度の 4 測点では、流速、流向の相関係数の平均値はそ

れぞれ 0.86, 0.88 となり, それぞれの rms 差の平均は約 8.4cm/s, および 45° となった.

- ii. 流向の推定精度が流速に比べて悪い原因は, HF レーダの速度分解能が 4.78cm/s と流速計の分解能約 2.0cm/s に比べ粗いことによると考えられ, 流速が小さいほど相対的に精度が悪くなった.

(b) 福島沖合の流動特性

- i. 表層流速は風に対して平均で約 6 時間遅れて最も相関が高く, 相関係数は 0.3~0.4 程度であった.
- ii. 表層流速パターンの時系列変動と気圧配置変動を比較した結果, 本海域を西から東へ発達した低気圧が通過する時期に強い南流が 2~3 日継続して現れた.
- iii. 同海域の 1 日~数日程度の流速変動は, 大気の変動とそれに伴う親潮と黒潮フロントの変動の影響を強けていることが示唆された.
- iv. 流動パターンとしては, 南流が卓越パターン, 北流が卓越するパターン, 両者が転流するパターンの 3 通りに分けられ, 北流が卓越するときは, 岸沖方向で流動パターンが変わり, 岸側では発散モードが支配的であり, また負の渦度が支配的であった.

2. VHF レーダによる伊勢湾北部海域観測

(a) VHF レーダの適用性

- i. VHF レーダの観測結果と 2 定点における水深 1 m と 2m 層の流速計の観測結果とを比較した結果, 両測点とも水深 1m 層の流速計とは相関係数 0.7~0.9 と良い対応を示したが, 2m 層の流速計とは相関が悪くなった. 本海域では水平流速の鉛直分布が非一様であるため, VHF レーダの測定水深 (約 0.3m) との違いによる影響が結果に現れたと考えられる.
- ii. 水深 1m 層の流速計との統計解析結果において, 東側海域の測点では標準誤差が約 5cm/s であったのに対し, 西側海域の測点では約 10cm/s と悪くなった. 西側海域では, 流向変動が激しく流速も小さいため, 両計測器の時空間的なデータ取得方法の違いや VHF レーダの観測性能 (限界) による影響が大きくなるため考えられる.
- iii. 降雨データを基に観測期間を河川流量の増加時と平常時に分けて, 河川流量の違いによるレーダ測定精度への影響について考察した結果, 両者に明確な差は見られなかった.

(b) 伊勢湾北部海域の流動特性

- i. 本海域の水温・塩分場の変動は, 流動場の変動特性と同様に, 特に西側海域で変動が激しいことが確認された.

- ii. 本海域の表層流動パターンを分類した結果、1日を通じて全体的に南流が卓越している場合(パターンA)と、1日で時計回りに1周する場合(パターンB)とに大別できることがわかった。パターンAは強い北～北西風が継続する時期に多く、パターンBは弱風の時期に多く見られた。
- iii. 30日間を平均した残差流のパターンは、河川流動および吹送流で全体的に南流～南西流パターンとなった。また、既往の研究で報告されている時計回りの残差流は明瞭ではなかったが、その理由として従来の流速計などの観測水深とは違い、VHFレーダでは極表層を観測しているためと考えられる。

3. DBF レーダによる伊勢湾北部海域観測

(a) DBF レーダの特徴

- i. DBF レーダは、デジタルビームフォーミング技術を採用したことにより、従来の海洋レーダに比べて1/4程度に相当する15分という短時間間隔の観測が可能となっている。
- ii. DBF レーダで採用されたドップラースペクトルの自動ピークサーチアルゴリズムは、モーメント法とメディアンフィルターに基づいており、船舶等のノイズ成分の除去が可能となっている。

(b) DBF レーダの適用性

- i. 伊勢湾北部海域において、DBF レーダの観測結果と2定点における水深1mと2m層の流速計の観測結果とを比較した結果、両測点とも水深1m層の流速計とは相関係数が0.7～0.8と良い対応を示したが、2m層の流速計との比較では相関係数が0.4～0.7と1m層に比べ悪くなった。
- ii. 測点別に見ると、東側海域のSt.2の方が相関がやや高く、標準誤差は5cm/s～7cm/s程度と、西側海域のSt.1の標準誤差9cm/s～10cm/s程度に比べて良い結果となった。
- iii. 西側海域におけるDBFレーダと流速計との比較結果は、VHFレーダの場合に比べて良くなっている。観測時期および観測計器等の違いはあるが、時間変動の激しい流動場では、DBFレーダの短時間観測が効果的と考えられる。

(c) 伊勢湾奥部の鉛直流動構造

- i. DBFレーダの観測データとADCPによる流速の鉛直分布との比較から、本海域湾奥部では、風、河川水、潮汐の力学バランスにより、流動場の鉛直構造は、時・空間的に複雑に変化していることが確認された。
- ii. 短時間観測が可能なDBFレーダは、複雑に変化する内湾域の表層流動構造の解明に寄与することが確認された。

以上の結果、大規模な海流の影響を受ける外海域、および河川、潮汐、風などの力学バランスにより流動場の時間変動の激しい内湾域における現地観測を通じ、測定層の違いはあるものの海

洋レーダによって流速計とほぼ同じ精度で流動観測が実施できることが確認された。海洋レーダによる連続観測は、本章の最初に述べた多方面への活用や、残差流など沿岸域の未解明な現象解明への寄与が期待されるばかりでなく、次章以降で述べるデータ同化モデルに対して非常に有用な観測データを提供することができる。

参考文献

- Barrick, D. E., M. W. Evans and B. L. Weber (1977) : *Ocean surface currents mapped by radar*, Science, 198, 138-144.
- Barrick, D. E. (1978) : *HF radio oceanography - a review*, Boundary Layer Meteorol., 13, 23-43.
- Crombie, D. C. (1955) : *Doppler spectrum of sea echo at 13.6Mc/s*, Nature, 175, 681-682.
- Kubota M., K. Nakata, and Y. Nakamura (1981) : *Continental shelf waves off the Fukushima coast. part I: observations*, J. Oceanogr. Soc. Japan, 37, 267-278.
- Nadai, A., H. Kuroiwa, M. Mizutori and S. Sakai (1997) : *Measurement of ocean surface currents by CRL HF ocean surface radar of the FMCW type. part I. radial current velocity*, J. Oceanogr., 53(4), 325-342.
- Shearman, E. D. R. (1986) : *A review of methods of remote sensing of sea-surface conditions by HF radar and design consideration for narrow - beam systems*, IEEE J. Ocean Eng., OE-11, 2, 150-157.
- Stewart, R. H. and J. W. Joy (1974) : *HF radio measurements of surface currents*, Deep-Sea Res., 21, 1,039-1,049.
- 井口俊夫, 梅原俊彦, 大野裕一, 野崎憲朗 (1989) : 電波と光リモートセンシング, 通総研季報, 35(176), 387-397.
- 井口俊夫, 梅原俊彦, 大野裕一 (1990) : HF レーダによる海流と波浪の観測, 海と空, 66(3), 191-206.
- 宇野木早苗 (1993) : 沿岸の海洋物理学, 東海大学出版会, 672p.
- 大野裕一, 久木幸治, 灘井章嗣, 黒岩博司, 徳田正幸 (1992) : 2 台の海洋レーダによる海流観測実験 (II), 日本海洋学会秋季大会, 226-227.
- 久保田雅久, 中田喜三郎, 中村義治 (1978) : 福島沖での低周波流速変動の特性, 月刊 海洋科学, 10(6), 499-508.
- 近藤倫正, 大橋由昌, 実森彰郎 (1993) : 計測・センサにおけるデジタル信号処理, 昭晃堂, 202p.
- 坂井伸一, 水鳥雅文, 黒岩博司, 灘井章嗣 (1994) : 2 台の HF レーダによる福島沖の流動観測, 水工学論文集, 38, 789-794.
- 坂井伸一, 水鳥雅文 (1997) : 短波海洋レーダによる表層流速観測の適用性, 電力中央研究所報告, U96025.
- 坂井伸一, 水鳥雅文, 服部孝之, 杉山陽一 (1998) : VHF レーダによる伊勢湾湾奥の表層流動観測, 海岸工学論文集, 45, 1,266-1,270.

- 坂井伸一, 平口博丸, 松山昌史, 坪野考樹, 森信人, 杉山陽一, 藤井智史, 佐藤健一, 松岡建志 (2002) : 短時間観測が可能なデジタルビームフォーミング方式による沿岸海洋レーダの開発, 海岸工学論文集, 49(投稿中).
- 佐藤慎司 (1995) : 日本海沿岸で観測された流れの特性, 土木学会論文集, 521(II-32), 113-122.
- 杉山陽一, 藤原建紀, 中辻啓二, 水鳥雅文 (1994) : 伊勢湾北部海域の密度成層と残差流, 海岸工学論文集, 41, 291-295.
- 徳田正幸, 大野裕一, 久木幸治, 灘井章嗣, 黒岩博司 (1993) : HF レーダによる沿岸流観測 (その 2), 日本海洋学会春季大会, 252-253.
- 徳田正幸, 村上和男, 渥美泰彦, 永松宏 (1997) : VHF 沿岸海洋レーダの開発と流れ観測, 海岸工学論文集, 44, 1,276-1,280.
- 野崎憲朗, 梅原俊彦 (1989a) : 24MHz 帯を使った HF レーダによる海流, 波浪の観測 (前編), HAM Journal, 63, 77-85.
- 野崎憲朗, 梅原俊彦 (1989b) : 24MHz 帯を使った HF レーダによる海流, 波浪の観測 (後編), HAM Journal, 64, 103-108.
- 本多忠夫, 光易恒 (1980) : 水面に及ぼす風の作用に関する実験的研究, 第 27 回海岸工学講演会論文集, 90-93.
- 柳哲雄 (1989) : 沿岸海洋学, 恒星社厚生閣, 154p.
- 和田明, 石橋道生 (1982) : 外海域における流動と拡散特性, 電力中央研究所報告, 382002.
- 気象年鑑 (1994) : (財) 日本気象協会編.

4. データ同化手法による3次元沿岸流動解析

蒲地ら(2000)によれば、データ同化の目的は、(1) 数値予報のための最適な初期値を作成する、(2) 観測データを用いて数値モデルの物理過程をより現実的なものに改良する、(3) 各観測データのインパクトの違いを調べて観測データの誤差評価を行うとともにより効率的な観測システムの構築を行う、(4) 観測データを同化することによって時空間的に均質な4次元(空間3次元に時間軸を加えたもの)のデータセットを作成し、その解析を通じて現象を理解するとともにその現象についての新しい概念を提出する、といったことに集約される。本研究では、これらの目的のうち、(2)と(4)に焦点を当てた解析を行う。まず、本章において、上記(4)を目的として、海洋レーダの観測データを同化データとする4次元同化モデル(空間3次元+時間)により、内湾域の3次元流動場の時間変動を推定し、流速計による観測結果との比較から推定した3次元流動場の妥当性について評価を行う。次の第5章においては、上記(2)を目的として、同じく海洋レーダの観測データを同化データとするデータ同化モデルにより、力学(物理)モデルの不確定なパラメータを推定・評価する。

大規模な内湾には、多くの主要産業施設が立地しており、大型船舶の交通量が多く、船舶の安全航行のために沿岸流動場を監視することが重要である。また発電所から放出される温排水についても、火力発電所などが集中して建設される場合が多く、その場合温排水量が多くなり、温排水拡散の予測・モニタリングの両面で、3次元沿岸流動場の時間変動(4次元情報)を理解することが重要となる。しかしながら、比較的観測データの多い沿岸域においても、広域、長期の流動観測データは非常に少ないため、このような観測データの不足を数値モデルによって補完し、総括的に現象を理解するデータ同化は有効な手法である。

沿岸流動場を推定するデータ同化研究に関しては、衛星リモートセンシングのデータが時空間分解能の面から利用できないため、これまでは柳・井川(1992)のように、定期的に観測されている現場水温・塩分の密度データを用いて月平均的な代表流動場を推定する診断モデルが中心に行われてきた。密度データを用いる診断モデルでは、水温と塩分の輸送方程式に対して、次節で述べるナッジングによってモデル予測値を観測値に漸近させ、密度場の再現を通して流動場の改善を行う。ただし、密度に関しても実海域において広範囲のデータを連続的に観測することは困難なため、月平均よりも短い周期の流動現象を再現することは現実では難しい。近年、流速の鉛直分布を短時間で観測できるADCP(超音波ドップラー流速計)が普及し、複数の船舶にADCPを搭載することにより比較的容易に広域の流動分布を観測することも可能となってきたが、この観測方法は泡の巻き込み等が観測結果に影響するため船舶を低速で航走させる必要があり、またコストがかかるため、広域連続データを取得することは難しくなる。

この点に関し、第3章で述べた海洋レーダは、広域の表層流動場を一定時間間隔で連続観測できるため、3次元流動場の時間変動を推定するデータ同化モデルに適しており、近年海洋レーダの観測データを用いた沿岸データ同化モデルの研究が行われるようになってきた。Lewis *et al.*(1998)は、モンレー湾を対象とした3次元流動モデルに対して、HFレーダの観測データをナッジング

によって同化し、表層流動場の推定精度を改善している。石塚ら(2000)は、3.3節で述べた VHF レーダの観測データを用いて、ナッジングとブレンディングの一種である直接法によって、大阪湾の3次元流動場を求め、表層を中心に流れ場の改善に成功している。また、de Valk(1999)や Shen and Evans(2001)らのように、HF レーダの観測データを用いて、鉛直流動分布を直交関数の線形和として求めるインバース法によって、3次元流動場の推定を試みる研究も行われている。ただし、中層から低層にかけての流動分布の再現性や、広域流動分布の時間変動に関する再現性については、まだ十分検討されていない。

本章では、3.4節で述べた冬季伊勢湾北部海域における DBF レーダの短時間観測データを用いて、ナッジングによる4次元データ同化モデルにより、湾内の3次元流動場の短時間変動について検討する。ただし、4次元流動観測データは、DBF レーダのデータのみであるため、観測層が表層に限定される。よって、中層から底層にかけての流動の推定精度、および後述するように本研究ではナッジング関数を係数として取り扱うために、深さ方向に対する同化効果の伝搬遅れなどが問題になる。本研究では、前者については、ADCP による移動観測データを基に、推定した流動場の鉛直分布の精度について検証した。一方、後者については、各層毎に時間遅れを考慮してナッジング関数を定式化する方法も考えられるが、沿岸域では海岸・海底地形が複雑であり、流れの非線形性が強いので、関数の定式化が難しいと考え、ここでは後者についての検討は行わなかった。

4.1 データ同化手法の概説

同化手法を操作性の観点から類別すると、ブレンディングやナッジング、最適内挿法など取り扱いが容易な手法と、カルマンフィルターおよび変分法など高度ではあるが取り扱いが難しい手法とに分けられる。前者は、プログラミングが容易なため、モデル変数の多い大規模なモデルに適用しやすく、天気予報などの実用業務的なモデルにおいて広く利用されている。ただし、モデルの力学を厳密に満たすことができないといった問題がある。一方、後者の手法は、モデルの力学を厳密に満たすことができ、モデル推定誤差を理論的に求めることも可能であるが、計算が複雑で記憶容量も膨大なため、大規模なモデルや実用的なモデルに適用することが難しい。このように、データ同化手法には一長一短があるため、再現したい現象の力学特性と観測データの特性を踏まえて、適切な同化手法を選ぶことが重要となる。本節では、まず Ghil and Malanotte-Rizzoli(1991)を参考にして、各同化手法の概説を述べる。

4.1.1 ブレンディングとナッジング

ブレンディング (blending) は、最適内挿法をより単純化かつ局所的にした手法で、経験的な重み係数のみを用いる。いま、各計算格子点における観測値を f^o 、予報変数を f^m とすると、ブレンディングでは変数 f が以下のような新たな値 f^a に変換される。

$$f^a = \alpha f^o + (1 - \alpha) f^m \quad (4-1-29)$$

ここで、 α は重み係数である。 $\alpha = 1$ の時は、直接法 (direct insersion) となる。

一方, Anthes(1974) によって初めて気象学に導入されたナッジング (nudging) は, 下記のように緩和項により N 個の観測地点におけるモデル予報変数 f_n^m を解析値 (気候値等) に漸近させる方法である.

$$\frac{\partial f^m}{\partial t} = RHS - \sum_{n=1}^N G(\varepsilon_n, \delta t, \delta r, \delta z)(f^m - f_n^o) \quad (4-1-30)$$

ここで, RHS は f^m に関する運動方程式の時間発展項以外の項, f_n^o は観測点 n における f の観測値, G はナッジング関数を表す. ナッジングとは「少しずつ押す」という意味で, ナッジング関数の値によってモデル予測値を観測値の方へどの程度近づけるか (押すか) が決まる. そのナッジング関数は, 各観測点毎における観測値の標準偏差 ε_n , 観測時間とモデルの計算時間との差 δt , ならびに観測点と計算格子点との水平および鉛直方向のずれである δr と δz の関数として定式化できるが, 自由度の大きい大規模なモデルでは, 一般的に定数 (ナッジング係数) として扱われる場合が多い.

4.1.2 最適内挿法

最適内挿法は, 限られた領域で得られた観測値から, その統計的性質を利用して全領域の観測値を空間内挿する手法で, これを時間方向に発展させたものが, カルマンフィルターである. 以下, 水野 (1995) を参考に, 最適内挿法の概略を述べる.

いま, ある観測点 i において得られる観測値は, 真値と誤差の和と考えられるから,

$$\hat{T}_i' = T_i' + \varepsilon_i \quad (4-1-31)$$

と表される. ここで, \hat{T}_i' は観測値, T_i' は真値, ε_i は誤差を表し, 観測値と真値は気候値からの偏差とし, 誤差はホワイトノイズとする. 格子点 $i = 0$ における推定値 T_0' を, その周囲の観測値の重み付き平均で表すと,

$$T_0' = \sum_{i=1}^n \hat{T}_i' P_i + I_0 \quad (4-1-32)$$

となる. ここで, P_i は観測点 i の重み, I_0 は内挿誤差である. 上式を変形すると,

$$I_0 = T_0' - \sum_{i=1}^n (T_i' + \varepsilon_i) P_i \quad (4-1-33)$$

となり, 両辺を 2 乗すると,

$$I_0^2 = T_0'^2 - 2 \sum_{i=1}^n (T_0' T_i' + T_0' \varepsilon_i) P_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (T_i' + \varepsilon_i)(T_j' + \varepsilon_j) P_i P_j \quad (4-1-34)$$

となる.

ここで, \langle アンサンブル平均 \rangle を考える. まず, 真値と誤差は無相関であるから,

$$\langle T_0' \varepsilon_i \rangle = 0, \quad \langle T_i' \varepsilon_i \rangle = 0 \quad (4-1-35)$$

となる. また, 誤差同士は無相関で, 誤差の 2 乗平均は場所によらず一定とすると,

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon_i \varepsilon_j \rangle &= 0 \quad (i \neq j) \\ &= \sigma_\varepsilon^2 \quad (i = j) \end{aligned} \quad (4-1-36)$$

となる。さらに、 $E^2 = \langle I_0^2 \rangle$ とおくと、(4-1-34) 式のアンサンブル平均は、

$$E^2 = \sigma_0^2 - 2 \sum_{i=1}^n P_i \langle T_0' T_i' \rangle + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \langle T_i' T_j' \rangle P_i P_j + \sum_{i=1}^n P_i^2 \sigma_e^2 \quad (4-1-37)$$

となる。ただし、 σ_0^2 は、格子点 $i = 0$ における推定値の分散である。(4-1-37) 式の内挿誤差の分散 E^2 を最小とするように重みを決める。そのための必要条件は、

$$\frac{\partial E^2}{\partial P_i} = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (4-1-38)$$

であるので、(4-1-37) 式より、

$$-2 \langle T_0' T_i' \rangle + 2 \sum_{j=1}^n \langle T_i' T_j' \rangle P_j + 2 P_i \sigma_e^2 = 0 \quad (4-1-39)$$

となり、整理すると、

$$\sum_{j=1}^n \langle T_i' T_j' \rangle P_j + P_i \sigma_e^2 = \langle T_0' T_i' \rangle \quad (4-1-40)$$

となる。変動場の統計的性質 $\langle T_i' T_j' \rangle$ および $\langle T_0' T_i' \rangle$ がわかれば、この連立方程式より、 N 個の解 P_i が求められる。(4-1-40) 式を (4-1-37) 式に代入すると、

$$E^2 = \sigma_0^2 - \sum_{i=1}^n P_i \langle T_0' T_i' \rangle \quad (4-1-41)$$

となり、誤差を評価する式が得られる。

最適内挿法では、(4-1-40) 式に現れる真値同士、および真値と観測値との共分散の値の評価が重要となるが、これらの値については不明な場合が多く、通常は適当な Gauss 分布などで仮定される場合が多い。この場合、仮定した共分散の善し悪しが解析結果の精度を決定することになる。

4.1.3 最適線形不偏推定理論 (BLUE)

ここでは、変分法やカルマンフィルターなどの同化手法において基本となる最適線形不偏推定 (BLUE: Best Linear Unbiased Estimate) について述べる (石川, 1997; 小守, 1997)。

ある観測可能な物理量 x に対して、二つの独立な観測値 (広く推定値と見なしても良い) x_1, x_2 が得られているとする。このとき、物理量 x の真値 x^t の最適推定値 x^a を、 x_1 と x_2 の線形結合として求めることを考える。すなわち、

$$x^a = \alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2 \quad (4-1-42)$$

とする。ここで、二つの観測値は不偏 (unbiased) であり、それぞれの推定誤差に相関が無く、かつそれぞれの分散 σ_1^2, σ_2^2 は既知であると仮定する。これらを式で表すと以下ようになる。ただし、 E は期待値を表す演算子である。

$$E[x_1] = E[x_2] = E[x^t] \quad (4-1-43)$$

$$E[(x_1 - x^t)(x_2 - x^t)] = 0 \quad (4-1-44)$$

$$E[(x_1 - x^t)^2] = \sigma_1^2, \quad E[(x_2 - x^t)^2] = \sigma_2^2 \quad (4-1-45)$$

ここで、最適推定値 x^a 自身も不偏推定値となるためには、(4-1-42) 式より、 $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ でなければならないので、

$$x^a = (1 - \alpha_2)x_1 + \alpha_2 x_2 \quad (4-1-46)$$

となる。このとき、最適推定値 x^a の推定誤差分散は、以下のようになる。

$$\begin{aligned} (\sigma^a)^2 &= E[(x^a - x^t)^2] \\ &= E[\{(1 - \alpha_2)x_1 + \alpha_2 x_2 - x^t\}^2] \\ &= E[\{(1 - \alpha_2)(x_1 - x^t) \\ &\quad + \alpha_2(x_2 - x^t)\}^2] \\ &= (1 - \alpha_2)^2 E[(x_1 - x^t)^2] \\ &\quad + \alpha_2^2 E[(x_2 - x^t)^2] \\ &\quad + 2(1 - \alpha_2)\alpha_2 E[(x_1 - x^t)(x_2 - x^t)] \\ &= (1 - \alpha_2)^2 \sigma_1^2 + \alpha_2^2 \sigma_2^2 \end{aligned} \quad (4-1-47)$$

これを最小にするように係数 α_2 を求めると、 $\frac{\partial(\sigma^a)^2}{\partial \alpha_2} = 0$ より、

$$\alpha_2 = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad \alpha_1 = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4-1-48)$$

となる。このとき、

$$(\sigma^a)^2 = \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4-1-49)$$

であり、また、

$$(\sigma^a)^{-2} = \sigma_1^{-2} + \sigma_2^{-2} \quad (4-1-50)$$

となり、誤差分散の逆数を推定値の精度と見なすと、最適推定値の精度は、元の推定値の精度の和となることがわかる。

ここで、簡単な例を用いて考えてみる。ある変数 z (真値 0) に対する 2 つの観測値 x, y が与えられたとする。ここで、 x, y はそれぞれ不偏、すなわち両者の期待値も真値と同じく 0 であり、また両者の誤差分散がそれぞれ $\sigma_x^2 = 4, \sigma_y^2 = 1$ で正規分布に従うという統計的性質がわかっているとする。このとき、先に示した (4-1-46)、(4-1-48) 式より、最適推定値 z は以下のようになる。

$$z = \frac{1}{5}x + \frac{4}{5}y \quad (4-1-51)$$

また、最適推定値の推定誤差分散は、(4-1-49) 式より、

$$\sigma_z^2 = 0.8 \quad (4-1-52)$$

となり、推定値の誤差は、各観測値の誤差よりも小さくなることがわかる。すなわち、誤差が小さい y だけを用いて $z = y$ と推定する場合よりも、 y より誤差が大きい x も含めて推定する方が、結

果が良くなる。つまり、統計的な性質がわかっていれば、両者を線形結合して推定する方が、観測値の不確定さを減らすことが出来ることになる。

4.1.4 カルマンフィルター

以下の線形不偏同化モデルを考える。

$$\mathbf{w}_k^f = \Psi_{k-1} \mathbf{w}_{k-1}^a \quad (4-1-53)$$

$$\mathbf{w}_k^a = \mathbf{w}_k^f + \mathbf{K}_k (\mathbf{w}_k^o - \mathbf{H}_k \mathbf{w}_k^f) \quad (4-1-54)$$

ここで、 \mathbf{w} は各計算格子点上の物理量、添字 k は時間ステップ、 f は予報、 o は観測、 a は解析を表す。また、 Ψ はモデルの力学を表すシステムマトリクス、 \mathbf{H}_k は観測マトリクスを示す。(4-1-54) 式の右边第2項の $\mathbf{w}_k^o - \mathbf{H}_k \mathbf{w}_k^f$ は innovation vector、 \mathbf{K}_k は gain matrix と呼ばれる。

ここで、求める物理量の真値 \mathbf{w}_k^t は、以下で表されると仮定する。

$$\mathbf{w}_k^t = \Psi_{k-1} \mathbf{w}_{k-1}^t + \mathbf{b}_{k-1}^t \quad (4-1-55)$$

\mathbf{b}_k^t はシステムノイズと呼ばれ、次式のようにホワイトノイズと仮定する。

$$E\mathbf{b}_k^t = 0, \quad E\mathbf{b}_k^t (\mathbf{b}_l^t)^T = \mathbf{Q}_k \delta_{kl} \quad (4-1-56)$$

ただし、 δ_{kl} はクロネッカーのデルタ、添字 T は転置、 \mathbf{Q}_k はノイズの共分散マトリクスを表し、 E は期待値を表すものとする。さらに、観測値に対して以下の仮定を行う。

$$\mathbf{w}_k^o = \mathbf{H}_k \mathbf{w}_k^t + \mathbf{b}_k^o \quad (4-1-57)$$

$$E\mathbf{b}_k^o = 0, \quad E\mathbf{b}_k^o (\mathbf{b}_l^o)^T = \mathbf{R}_k \delta_{kl}, \quad E\mathbf{b}_k^t (\mathbf{b}_k^o)^T = 0 \quad (4-1-58)$$

これらの仮定により、予報値および解析値に対する誤差の共分散マトリクスの時間発展が次式によって求められる。

$$\mathbf{P}_k^{f,a} \equiv E(\mathbf{w}_k^{f,a} - \mathbf{w}_k^t)(\mathbf{w}_k^{f,a} - \mathbf{w}_k^t)^T \quad (4-1-59)$$

上式に、(4-1-53) 式～(4-1-58) 式を代入すると、

$$\mathbf{P}_k^f = \Psi_{k-1} \mathbf{P}_{k-1}^a \Psi_{k-1}^T + \mathbf{Q}_{k-1} \quad (4-1-60)$$

$$\mathbf{P}_k^a = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{P}_k^f (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k)^T + \mathbf{K}_k \mathbf{R}_k \mathbf{K}_k^T \quad (4-1-61)$$

となる。これより、時間方向に対して任意の重み K_k により、真値がどのように評価されていくのかを知ることができる。

(4-1-61) 式より、各時間ステップ毎の最適な重みマトリクス \mathbf{K}_k は、以下の汎関数を最小にするように決定される。

$$\mathcal{J} \equiv \text{tr} \mathbf{P}_k^a \equiv E(\mathbf{w}_k^a - \mathbf{w}_k^t)^T (\mathbf{w}_k^a - \mathbf{w}_k^t) \quad (4-1-62)$$

$\partial \mathcal{J} / \partial \mathbf{K}_k = 0$ より、

$$\mathbf{K}_k = \mathbf{K}_k^* \equiv \mathbf{P}_k^f \mathbf{H}_k^T (\mathbf{H}_k \mathbf{P}_k^f \mathbf{H}_k^T + \mathbf{R}_k)^{-1} \quad (4-1-63)$$

(4-1-53) 式～(4-1-61) 式の線形同化モデルと (4-1-63) 式の最適利得マトリクス (カルマン・ゲイン) \mathbf{K}_k の組み合わせをカルマンフィルターと呼ぶ (Kalman, 1960). このとき, (4-1-61) 式は,

$$\mathbf{P}_k^a = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k^* \mathbf{H}_k) \mathbf{P}_k^f \quad (4-1-64)$$

となる. (4-1-60) 式, (4-1-63) 式, (4-1-64) 式より, \mathbf{P}_k^f の時間発展を記述する以下の *Riccati* 方程式が得られる.

$$\mathbf{P}_k^f = \Psi_{k-1} \{ \mathbf{P}_{k-1}^f - \mathbf{P}_{k-1}^f \mathbf{H}_{k-1}^T (\mathbf{H}_{k-1} \mathbf{P}_{k-1}^f \mathbf{H}_{k-1}^T + \mathbf{R}_{k-1})^{-1} \mathbf{H}_{k-1} \mathbf{P}_{k-1}^f \} \Psi_{k-1}^T + \mathbf{Q}_{k-1} \quad (4-1-65)$$

この *Riccati* 方程式は, 観測データに依存しないため, 各時刻においてオフライン計算が可能である.

このようにカルマンフィルターは, 先の最適内挿法とは違い, 初期値 $\mathbf{P}_{k=0}^f$ が与えられると逐次的に最適解が得られ, また予報値 \mathbf{w}_k^f に対する重みとなる \mathbf{P}_k^f はモデルの力学に従って計算されるため, 得られる結果は力学的に合理的であり, 過去の修正も含むため, 非常に優れた同化手法と言える. しかし, 実際の海洋物理モデルに適用する場合には, 以下の2つの問題点がある. 第1に, 実際に計算にあたり, モデルの自由度を N とすると, (4-1-53) 式および (4-1-54) 式が $O(N)$ のオーダーであるのに対して, カルマン・ゲインを求めるための *Riccati* 方程式 (4-1-65) は $O(N^2)$ のオーダーとなり, $N \geq 10^5$ になると計算はほとんど不可能となる. そこで, 計算負荷を減らすために以下に挙げるような簡略化が行われる.

1. 観測誤差分散 \mathbf{R}_k は対角行列, すなわちある観測と別の観測との間の誤差に相関はない.
2. 内挿の手続き \mathbf{H}_k に, 距離に依存する関数を与える.
3. 予報誤差分散 \mathbf{P}_k^f を時間とともに漸近的に収斂する値に置き換えて更新しない.

上記3. については, これまでの研究例により流動場が大きく変化しない限り, \mathbf{P}_k^f は固定することができることがわかっており, このとき, カルマン・ゲインも収斂するため, 計算負荷が大幅に減る. 第2の問題は, \mathbf{Q}_k と \mathbf{R}_k を既知であると仮定しなければならないという点である. この仮定は同化の結果に大きく影響を及ぼすため, 設定に当たって十分に考察する必要がある (Dee *et al.*, 1985).

カルマンフィルターは線形理論に基づいているため, そのままでは非線形モデルに適用できない. そこで, カルマンフィルターを非線形同化モデルへ拡張した拡張カルマンフィルター (Extended Kalman Filter) が提案されている (Gelb, 1974). ただし, 拡張カルマンフィルターでは, システムマトリクスが解析値に依存するため, *Riccati* 方程式をオンラインで計算する必要があり, カルマンフィルターに比べて計算負荷が大きくなる. また, 誤差に関する高次の項を無視しているため, *Riccati* 方程式の安定性が保証されないという問題もある (Evensen, 1992). 最近では, 計算負荷を低減するために, \mathbf{P}_k^f を *Riccati* 方程式から求めずに, モンテカルロ法によって求めるアンサンブルカルマンフィルター (Ensemble Kalman Filter) という手法も提案されている (Evensen,

1994). また, カルマンフィルターは時間発展するシステムであるが, 逆に未来の情報から現在の状態を修正したり, 誤差を含む外力項を力学モデルに合うように修正するカルマン平滑 (Kalman Smoothing) も提案されている (例えば, Gasper and Wunsch, 1989). ただし, カルマン平滑では, 計算記憶容量が膨大となり, 現状では簡易なモデル以外への適用は難しい.

4.1.5 変分法

関数を含む関数 (汎関数) の最大・最小を求める問題を変分問題といい, 汎関数に極値 (停留値) を与えるような関数を停留関数 (Stationary Function) という. 簡単な汎関数として次式を考える (現代工学のための変分学入門, 1991).

$$\mathcal{J}\{y(x)\} = \int_{x_0}^{x_1} \mathcal{F}(x, y, y') dx \quad (4-1-66)$$

このとき, 両端における $y(x)$ の値は下記の境界条件で固定されているとする.

$$y(x_0) = y_0, \quad y(x_1) = y_1 \quad (4-1-67)$$

汎関数 $\mathcal{J}\{y(x)\}$ の停留関数を y^* とし, $y(x)$ と同じ連続条件をもつ任意の関数 $\eta(x)$ を用いて, 次式で定義されるような微小の実数 $\alpha (> 0)$ をパラメータとする関数族 $Y(x, \alpha)$ を考える. この $Y(x, \alpha)$ を許容関数という.

$$Y(x, \alpha) = y^*(x) + \alpha \eta(x) \quad (4-1-68)$$

ここで, $Y(x, \alpha)$ が $y(x)$ と同じ境界条件を満たすように,

$$\eta(x_0) = \eta(x_1) = 0 \quad (4-1-69)$$

とする. このとき, 任意の $y(x)$ に対して \mathcal{J} の極値を求める (4-1-66) 式の変分問題は, (4-1-68) 式の α に関して次式を求めることと等価になる.

$$\left. \frac{d\mathcal{J}}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} = 0 \quad (4-1-70)$$

次式の $\alpha \eta(x)$ を $y(x)$ の変分と呼び, δy で表す.

$$\delta y = \alpha \eta(x) = Y(x, \alpha) - y^*(x) \quad (4-1-71)$$

ここで, (4-1-68) 式の両辺を x で微分すると,

$$Y'(x, \alpha) = y'(x) + \alpha \eta'(x) \quad (4-1-72)$$

となることを考慮して, (4-1-66) 式の $y(x)$ と $y'(x)$ を $Y(x, \alpha)$ と $Y'(x, \alpha)$ で置き換えると, 次式になる.

$$\mathcal{J}(y + \alpha \eta) = \int_{x_0}^{x_1} \mathcal{F}(x, y + \alpha \eta, y' + \alpha \eta') dx \quad (4-1-73)$$

(4-1-73) 式は, α に関する普通の関数であるので, 以下の式を解けばよいことになる.

$$\left. \frac{d\mathcal{J}(y + \alpha \eta)}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} = 0 \quad (4-1-74)$$

上式を展開すると,

$$\left. \frac{d\mathcal{J}(y + \alpha\eta)}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} = \int_{x_0}^{x_1} (\mathcal{F}_y \eta + \mathcal{F}_{y'} \eta') dx = 0 \quad (4-1-75)$$

ただし,

$$\mathcal{F}_y \equiv \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial y}, \quad \mathcal{F}_{y'} \equiv \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial y'} \quad (4-1-76)$$

境界条件 (4-1-69) 式を考慮して, (4-1-75) 式の右辺第 2 項を部分積分すると,

$$[\mathcal{F}_{y'} \eta]_{x_0}^{x_1} + \int_{x_0}^{x_1} \left(\mathcal{F}_y \eta - \eta \frac{d\mathcal{F}_{y'}}{dx} \right) dx = \int_{x_0}^{x_1} \eta \left(\mathcal{F}_y - \frac{d\mathcal{F}_{y'}}{dx} \right) dx = 0 \quad (4-1-77)$$

となる. このとき, 変分学の基本補助定理より,

$$\mathcal{F}_y - \frac{d\mathcal{F}_{y'}}{dx} = 0 \quad (4-1-78)$$

となる. これをオイラー・ラグランジュの微分方程式といい, これを解くことによって, 停留関数 $y^*(x)$ を求めることができる.

$y(x)$ の変分を考えたように, $\mathcal{J}\{y(x)\}$ の変分を下記のように定義する.

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{J} &= \mathcal{J}(y + \alpha\eta) - \mathcal{J}(y) \\ &= \int_{x_0}^{x_1} \mathcal{F}(x, y + \alpha\eta, y' + \alpha\eta') dx - \int_{x_0}^{x_1} \mathcal{F}(x, y, y') dx \end{aligned} \quad (4-1-79)$$

ここで, 上式の右辺第 1 項を α の関数と考え, 点 $\alpha = 0$ の回りでテイラー展開すると,

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{J} &= \alpha \int_{x_0}^{x_1} (\mathcal{F}_y \eta + \mathcal{F}_{y'} \eta') dx \\ &\quad + \frac{\alpha^2}{2} \int_{x_0}^{x_1} (\mathcal{F}_{yy} \eta^2 + 2\mathcal{F}_{yy'} \eta \eta' + \mathcal{F}_{y'y'} \eta'^2) dx + \dots \end{aligned} \quad (4-1-80)$$

となり, α, α^2, \dots の係数を, $\delta \mathcal{J}, \delta \mathcal{J}^2, \dots$ とおくと,

$$\Delta \mathcal{J} = \delta \mathcal{J} \alpha + \delta \mathcal{J}^2 \alpha^2 + \delta \mathcal{J}^3 \alpha^3 + \dots \quad (4-1-81)$$

となる. この右辺第 1 項の α の係数

$$\delta \mathcal{J} = \int_{x_0}^{x_1} (\mathcal{F}_y \eta + \mathcal{F}_{y'} \eta') dx \quad (4-1-82)$$

を, 汎関数 $\mathcal{J}\{y(x)\}$ の第 1 変分と呼び, α^2 の係数 $\delta \mathcal{J}^2$ を第 2 変分という. (4-1-75) 式と (4-1-82) 式は同一である. すなわち, 停留関数が満足しなければならない必要条件是, 第 1 変分が 0 となる. また, \mathcal{J} が y^* で最小か最大か停留値を与えるのかは, 次式で判断される.

$$\delta \mathcal{J}^2 = \begin{cases} > 0 & : \text{最小値} \\ < 0 & : \text{最大値} \\ = 0 & : \text{停留値} \end{cases} \quad (4-1-83)$$

次に, 拘束条件が伴う条件付き変分問題 (augmented Lagrange function) の場合について考える. いま, 条件

$$g(x, y) = 0 \quad (4-1-84)$$

の下で，汎関数

$$\mathcal{J} = f(x, y) \quad (4-1-85)$$

の極値を求めることを考える．このとき，(4-1-84) 式がいつでも y について解けるとは限らないので，一般的な方法であるラグランジュ乗数法を用いる．

いま，(4-1-85) 式に停留値を与える x, y を x^*, y^* とすると，この点において \mathcal{J} の全微分は 0 であるから，次式が成立する．

$$d\mathcal{J} = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy = 0 \quad (4-1-86)$$

他方，(4-1-84) 式より，次式が成り立つ．

$$dg = \frac{\partial g}{\partial x} dx + \frac{\partial g}{\partial y} dy = 0 \quad (4-1-87)$$

ここで， x, y に無関係な未定定数を λ として，(4-1-86) 式 $+\lambda \times$ (4-1-87) 式より，

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} + \lambda \frac{\partial g}{\partial x} \right) dx + \left(\frac{\partial f}{\partial y} + \lambda \frac{\partial g}{\partial y} \right) dy = 0 \quad (4-1-88)$$

となる．一般解を得るために，単純に加えず， λ を導入した．

ここで， $\partial g / \partial y \neq 0$ と仮定すると，陰関数の定理より (4-1-84) 式は，

$$y = \varphi(x) \quad (4-1-89)$$

となる．さらに， λ を次式を満たすように選ぶと，

$$\frac{\partial f}{\partial y} + \lambda \frac{\partial g}{\partial y} = 0 \quad (4-1-90)$$

(4-1-88) 式は，次式となる．

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} + \lambda \frac{\partial g}{\partial x} \right) dx = 0 \quad (4-1-91)$$

dx は任意の微小変化分であるので，上式が常に成り立つためには，

$$\frac{\partial f}{\partial x} + \lambda \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad (4-1-92)$$

となり，結局 (4-1-84) 式，(4-1-90) 式，(4-1-92) 式を連立して解けばよいことになる．これらの式は，定数 λ を用いて，

$$\mathcal{I} = f(x, y) + \lambda g(x, y) \quad (4-1-93)$$

を作ると， $\partial \mathcal{I} / \partial \lambda = \partial \mathcal{I} / \partial x = \partial \mathcal{I} / \partial y = 0$ で求められるので，結局拘束条件付きの変分問題は， \mathcal{I} について条件なしの停留値問題を解くことと同じになる．これをラグランジュ乗数法といい， λ のことをラグランジュ乗数という．

最後に，先の最適線形不偏推定を基に，カルマンフィルターと変分法との関係を見てみる．変分法によるデータ同化は，最適線形不偏推定概念に基づき，以下の評価関数の最小化問題と定

義できる.

$$\begin{aligned}\mathcal{J} &= (\mathbf{x}^a - \mathbf{x}^f)^T \mathbf{P}^f{}^{-1} (\mathbf{x}^a - \mathbf{x}^f) \\ &\quad + (\mathbf{H}\mathbf{x}^a - \mathbf{x}^o)^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{H}\mathbf{x}^a - \mathbf{x}^o)\end{aligned}\tag{4-1-94}$$

ここで, \mathcal{J} を最小にする \mathbf{x}^a は, $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \mathbf{x}^a} = 0$ より, 行列の 2 次形式に対するベクトル微分の公式を用いると,

$$\begin{aligned}\mathbf{x}^a &= (\mathbf{P}^f{}^{-1} + \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{P}^f{}^{-1} \mathbf{x}^f \\ &\quad + (\mathbf{P}^f{}^{-1} + \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{x}^o\end{aligned}\tag{4-1-95}$$

上式を逆行列の補助定理を用いて変形すると,

$$\begin{aligned}\mathbf{x}^a &= (\mathbf{P}^f{}^{-1} + \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{P}^f{}^{-1} \mathbf{x}^f \\ &\quad + (\mathbf{P}^f{}^{-1} + \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{x}^o \\ &= \{\mathbf{I} - \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T (\mathbf{H} \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \mathbf{H}\} \mathbf{x}^f \\ &\quad + \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T (\mathbf{H} \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \mathbf{x}^o \\ &= \mathbf{x}^f + \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T (\mathbf{H} \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} (\mathbf{x}^o - \mathbf{H} \mathbf{x}^f)\end{aligned}\tag{4-1-96}$$

となり, $\mathbf{P}^f \mathbf{H}^T (\mathbf{H} \mathbf{P}^f \mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} = \mathbf{K}$ とおけば, 先のカルマンフィルターと同様の形となることがわかる.

なお, 本研究では, 第 5 章において変分法の一つであるアジョイント法が用いるため, アジョイント法の概説については, 第 5 章の中で述べる.

4.2 伊勢湾 3 次元データ同化モデル

4.2.1 データ同化モデルの基礎式

4.1.1 で述べたように, 本研究で用いるナッジングは, 力学モデルに対して, 観測値とモデル予報値の差を外力として付加する手法であり, 本研究では DBF レーダの観測値とモデル予報値の差がこれに該当する. 本同化モデルの基礎となる力学モデルは, 潮汐, 風, 河川密度流を再現する準 3 次元モデルであり, 外力としては, 湾口の潮汐 (推算潮位), 海面の風応力 (1 時間間隔の AMeDAS データから推定した海上風), および河口部で密度勾配 (月平均値) を与える. よって, 観測値とモデル予報値の流速差に含まれる成分としては, (1) 外力や境界条件に起因する誤差やサブグリッドスケールの流動現象に起因する誤差からなるモデル誤差 (model error), (2) 観測器の性能や人為的なミスによる観測誤差 (measurement error), および (3) モデル領域を観測領域へ変換する観測

マトリクスに含まれる表現誤差 (representativeness error) が考えられる (Cohn, 1997). ナッジングでは、これらの誤差成分の総和を新たな外力として付加し、流速推定値の精度の向上を図るものである。

本研究の基礎方程式は、連続式と静水圧近似をした運動方程式に加え、塩分の輸送方程式からなる。現場海域の冬季密度分布に関しては、塩分が支配的であることから、温度については計算対象からはずした。

連続式

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (4-2-97)$$

運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} + \frac{\partial UW}{\partial z} - fV = \\ -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_y \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4-2-98)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial UV}{\partial x} + \frac{\partial V^2}{\partial y} + \frac{\partial VW}{\partial z} + fU = \\ -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_x \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_y \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4-2-99)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} - g \quad (4-2-100)$$

塩分の輸送方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial US}{\partial x} + \frac{\partial VS}{\partial y} + \frac{\partial WS}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4-2-101)$$

海面の境界条件

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U_s \frac{\partial \eta}{\partial x} + V_s \frac{\partial \eta}{\partial y} - W_s = 0 \quad (4-2-102)$$

$$\rho_0 A_z \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial z} = \rho_a C_D \mathbf{U}_w |\mathbf{U}_w| + \rho_0 \gamma (\hat{\mathbf{U}} - \mathbf{U}) |\hat{\mathbf{U}} - \mathbf{U}| \quad (4-2-103)$$

ただし、 U , V , W は x , y , z 方向の流速、 f はコリオリのパラメータ、 ρ_0 は海水の密度、 P は静水圧、 A_x , A_y , A_z は x , y , z 方向の渦動粘性係数、 g は重力加速度、 S は塩分、 K_x , K_y , K_z は x , y , z 方向の渦動拡散係数、 η : 水位、添字 s : 水面、 C_D : 海面抵抗係数、 \mathbf{U}_w : 風速ベクトル、 γ : ナッジング関数、 $\hat{\mathbf{U}}$: 流速観測ベクトル、 \mathbf{U} : 流速予測ベクトルである。

上式 (4-2-103) において、右辺第 2 項がナッジングによる緩和項で、観測データとモデル予報値の流速差によるせん断力である。通常のナッジングでは、時間の逆数の次元を持つナッジング関数

を用いて、観測値とモデル予報値の流速差を直接運動方程式に付加して定式化されるが、本同化モデルでは Lewis *et al.* (1998) に倣い、せん断力を外力としてモデルに作用させた。このとき、ナッジング関数 γ は無次元となる。また、緩和項がレイノルズ応力の形でモデルに取り込まれるため、流速差を直接運動方程式に付加する場合に比べて、モデルに対する感度が良くなると考えられる。

ナッジングにおける同化効果は、ナッジング関数(係数)の値によって決まる。Holland and Malanotte-Rizzoli(1989) は、海面高度データを同化データとする準地衡流渦解像モデルに対して、ガウス分布型のナッジング関数を定式化し、関数にかかる係数は $(2days)^{-1}$ とした。Fujio and Imasato(1991) は、太平洋の深層循環の定常流れを対象とした水温、塩分のデータ同化による診断モデルに対して、ナッジング関数をコリオリのパラメータに比例させる形を採用し、ナッジング関数における比例定数は、赤道近傍域の流れの再現性を基に、 $(50day)^{-1}$ としている。これらの研究例では、同化モデルが対象とする現象の時・空間スケールに合わせてナッジング関数の定式化を行っているが、一般的に計算モデル領域に対して、観測データの質・量が不十分な場合が多く、ナッジング関数を一定値である係数として扱う場合が多い。柳・井川(1992)の研究では、周防灘～伊予灘の潮汐残差流モデルに対し、ナッジング係数を $0.5/5min.(= 1.67 \times 10^{-3})$ としている。石塚ら(2000) は、大阪湾を対象とした準3次元モデルに対し、ナッジング係数を 10^{-3} 、 10^{-2} としている。Lewis *et al.*(1998) は、モンレー湾を対象に HF レーダの観測値とモデル予測値の流速差をせん断力として海面に作用させ、その際のナッジング係数を 10^{-3} 、および 10^{-2} としている。本研究では、モデルの空間分解能(400m)と観測データの空間分解能(500m)がほぼ等しいこと、時間方向については観測データを内挿する方法を採用することから、ナッジング係数として取り扱うこととした。

なお、Lewis *et al.*(1998) は、HF レーダの観測誤差を考慮して、モデル予測値と実測値のずれによるせん断力が単位時間になす仕事量と等しくなるような制約条件下で、二乗和が最小となるようなせん断力を求めて、同化させる方法を検討している。これは、観測データのノイズ成分に対して空間フィルタをかけたことになり、以下のように定式化される。ただし、 A は海表面である。

$$\tau_x^* = (\hat{U} - U) \rho_0 \gamma \frac{\int_A (\hat{U} - U)^2 |\hat{U} - U| dA}{\int_A |\hat{U} - U|^2 dA} \quad (4-2-104)$$

$$\tau_y^* = (\hat{V} - V) \rho_0 \gamma \frac{\int_A (\hat{V} - V)^2 |\hat{V} - V| dA}{\int_A |\hat{V} - V|^2 dA} \quad (4-2-105)$$

本研究では、この空間フィルターについても検討を行った。

4.2.2 計算条件

モデル計算格子の水平分布、南北縦断面分布、東西横断面分布を図 4.1 に示す。モデルの計算条件を表 4.1 に示す。本計算領域は、三重県小俣と愛知県南知多を結ぶラインを外境界とし、水平格子間隔 400m、鉛直方向は 7 層に分割した。境界条件を与えやすいように x 軸は北東方向、 y 軸は北西方向を正とし、湾口(外境界)における水位は、松坂と師崎の潮位推算データを与えた(図 4.2)。海表面では、図 4.3 に示す測点で得られた AMeDAS の風データをスプライン補間で空間内挿し、値を 2 倍して海上風として与えた(例えば、柳・井川, 1992)。計算メッシュ上の原点である

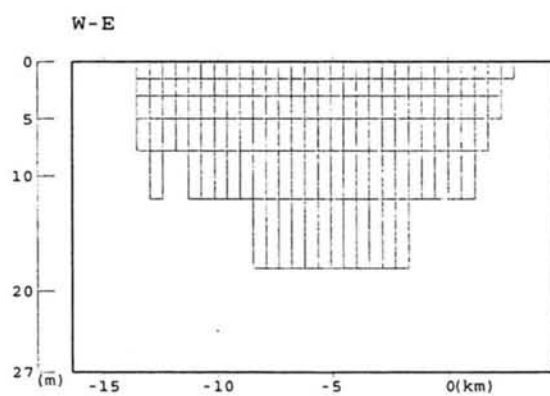
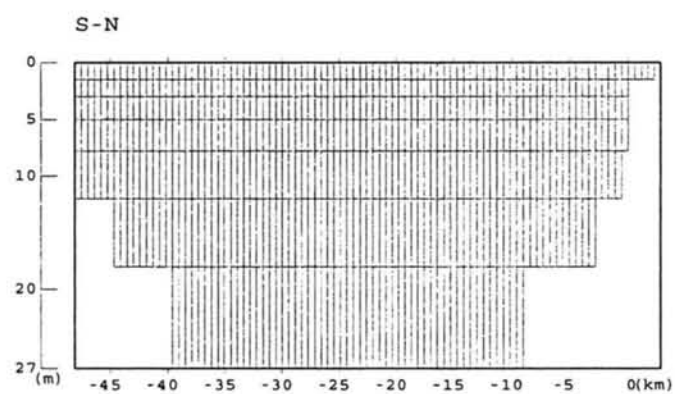
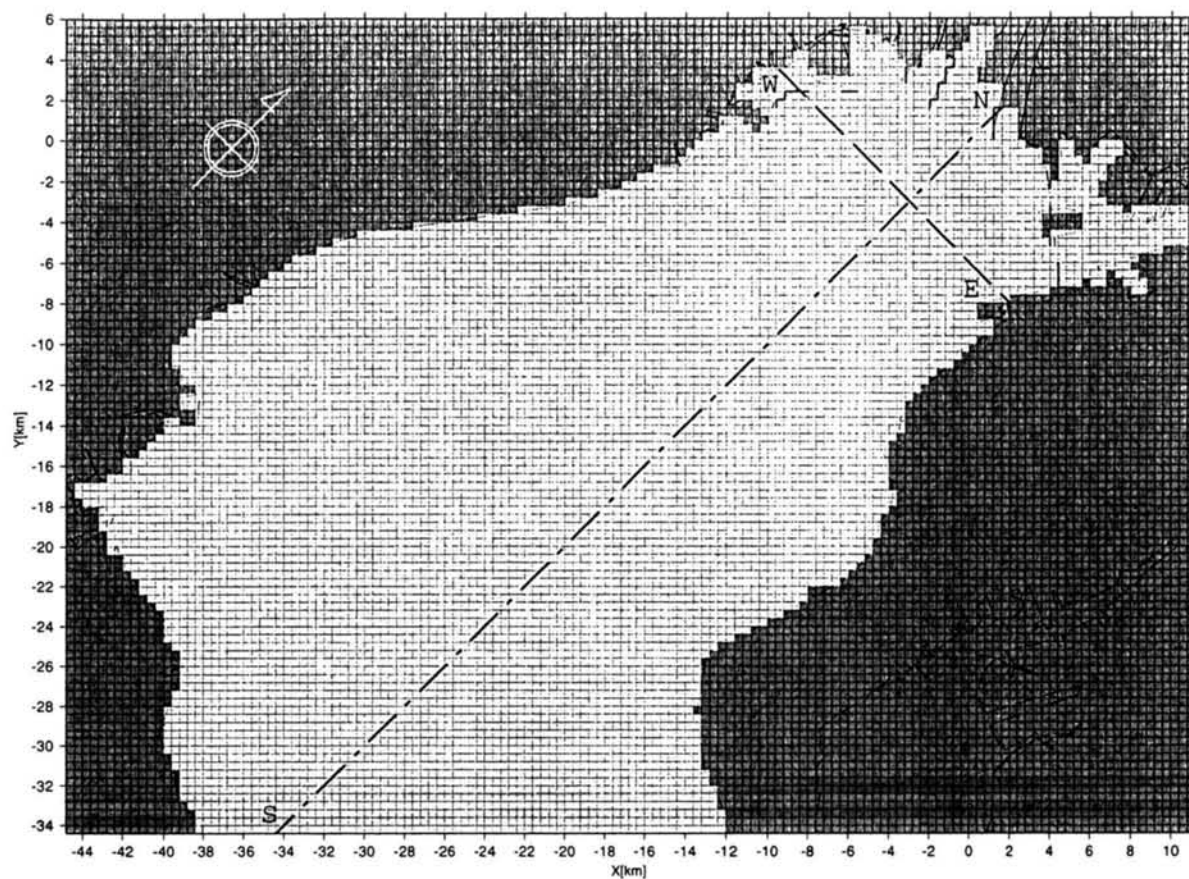


図 4.1 モデルの計算格子(上：水平，中：南北縦断面，下：東西横断面)

表 4.1 計算条件

項目		内容
メッシュ分割	水平方向	400m
	鉛直方向	7層 (上から 1.5m, 1.5m, 2.0m, 2.8m, 4.2m, 6.0m, 9.0m)
境界条件	湾口 水位	松坂 (三重県) と師崎 (愛知県) の推算潮位
	塩分濃度	流入時は初期値, 流出時は 2 回微分 = 0
	海表面	$\rho_0 A_z \frac{\partial U}{\partial z} = \rho_a C_D U_a (U_a^2 + V_a^2)^{\frac{1}{2}}$, $\rho_0 A_z \frac{\partial V}{\partial z} = \rho_a C_D V_a (U_a^2 + V_a^2)^{\frac{1}{2}}$ 海面抵抗係数 $C_D = 0.0013$ 大気密度 $\rho_a = 1.2 \text{ kg/m}^3$ 海水密度 $\rho_0 = 1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ U_a, V_a : AMeDAS の風速データを空間内挿し, 2 倍して海上風とした
	海底面	non slip
	陸域面	non slip
	河口 河川流量	庄内川: $14.5 \text{ m}^3/\text{s}$, 木曾川: $165.4 \text{ m}^3/\text{s}$, 長良川: $69.7 \text{ m}^3/\text{s}$, 揖斐川: $46.9 \text{ m}^3/\text{s}$ (参考文献 *1) 塩分濃度 庄内川: 30, 木曾三川: 26
渦動粘性係数	水平方向	$A_x = A_y = 5.0 \text{ m}^2/\text{s}$
	鉛直方向	$A_z = A_{z0} (1 + 5.2 R_i)^{-1}$, (参考文献 *2) $A_{z0} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$, $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \leq A_z \leq 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$
渦動拡散係数	水平方向	$K_x = K_y = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$
	鉛直方向	$K_z = A_z (1 + \frac{10}{3} R_i)^{-\frac{3}{2}} (1 + 10 R_i)^{\frac{1}{2}}$, (参考文献 *2) $1.0 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s} \leq K_z \leq 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$
初期値	流速	静水
	水位	0
	塩分	(参考文献 *3)
計算	時間ステップ	15s
	コリオリ係数	$8.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

- *1 新名古屋火力発電所 (7,8 号系列) 修正環境影響調査書 環境影響評価書 (1994): 中部電力株式会社.
 *2 中辻啓二 (1994): 大阪湾における残差流系と物質輸送, 水工学シリーズ 94-A-9, 土木学会水理委員会.
 *3 杉山陽一, 和田明 (2002): 冬季における伊勢湾北部海域の環境水温の分布, 海洋調査技術, 14(1), 19-26.

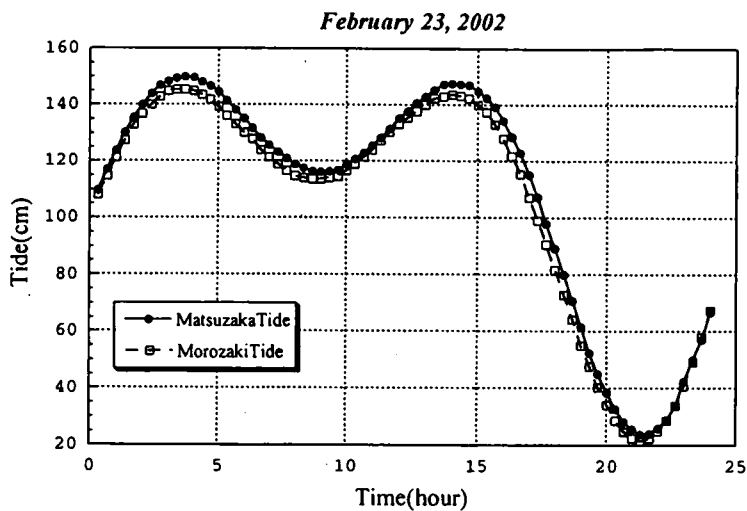


図 4.2 湾口における潮位の境界条件

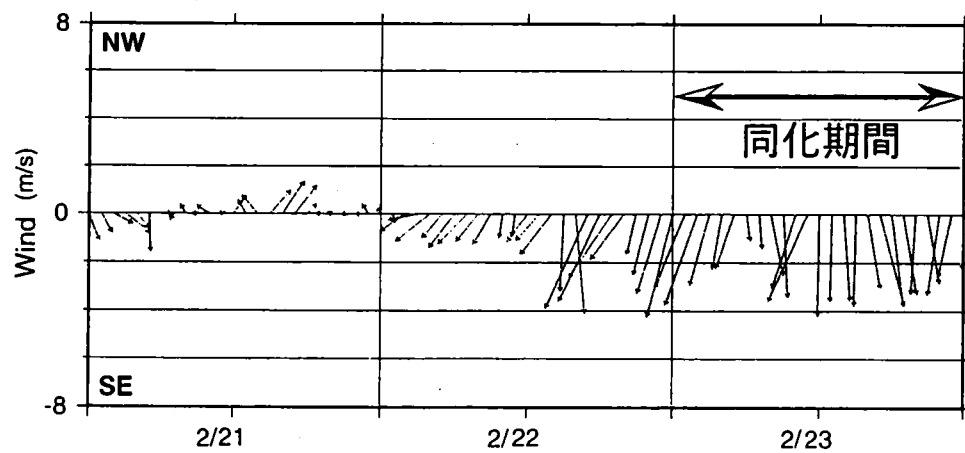
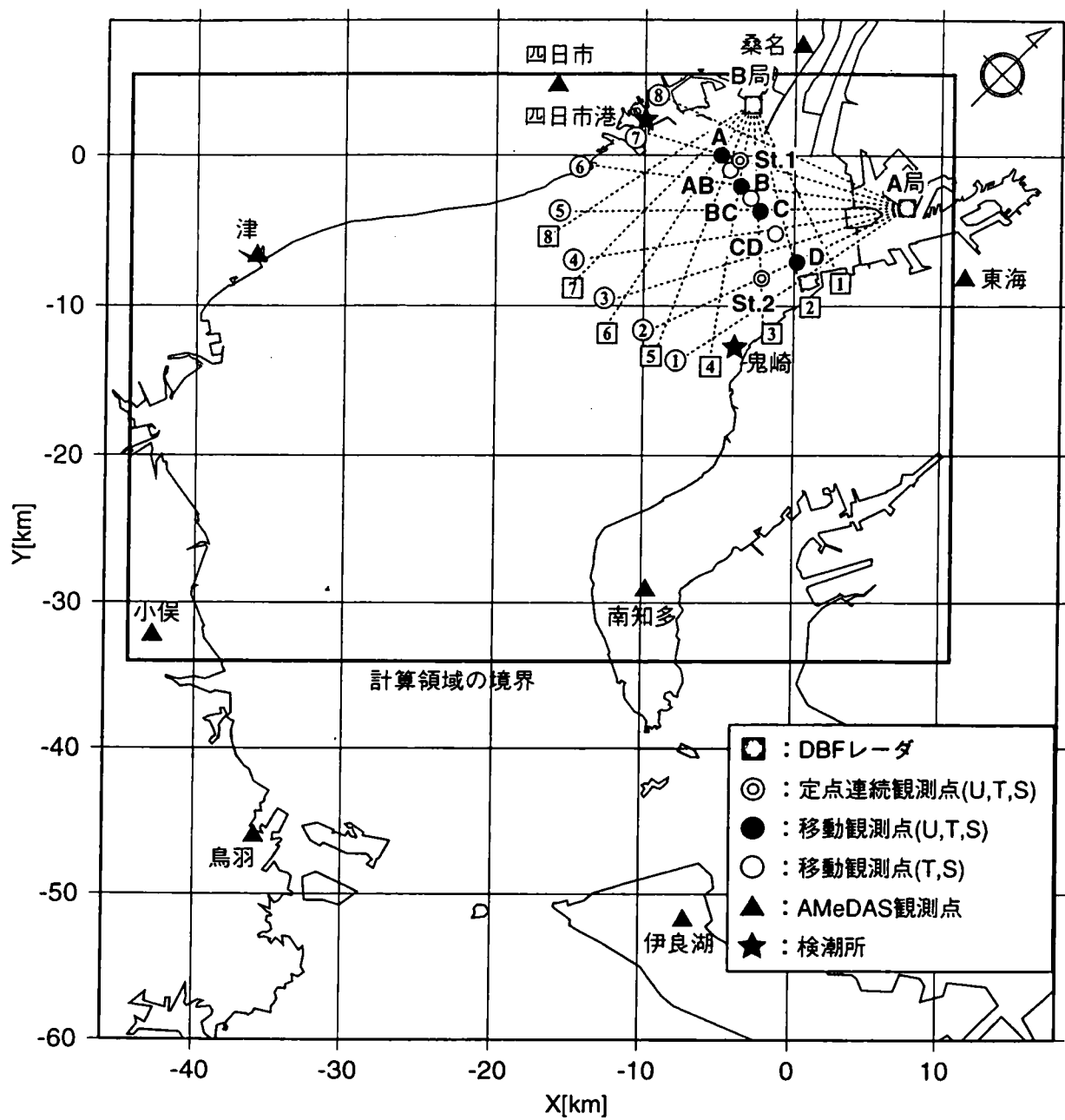


図 4.3 観測領域と観測点，および海上風データ

木曾三川前面における海上風の時系列を図 4.3 に示す。河川流量については、新名古屋火力発電所 (7,8 号系列) 修正環境影響調査書 環境影響評価書 (1994) に記載されている平水量を設定した。水平方向の渦動粘性係数と渦動拡散係数については、本海域で得られている過去の知見を基に設定し、鉛直渦動粘性係数と鉛直渦動拡散係数については、中辻 (1994) によるリチャードソン数の関数形で成層強度を考慮した。計算初期の塩分分布は、杉山・和田 (2002) が三重県水産技術センターと第四管区水路部の資料を元に作成した 1~3 月の平均分布 (図 4.4) を用いた。同化に用いた観測データは、3.4 で述べた DBF レーダの観測データのうち、3m/s~4m/s の北西風が卓越した 2 月 23 日を対象とした。図 4.2 からわかるように、DBF レーダの観測領域は、本計算領域の湾奥部 1/4 程度である。先に述べた変分法などと違い、ナッジングでは同化過程においてモデルの力学を厳密に反映できないため、観測データがない領域の推定精度が悪くなる。よって、次節以降の解析結果については、DBF レーダの観測領域を中心に表示した。

4.3 解析結果

同化計算に当たり、まずナッジング項を含まない力学モデルを用いて、2002 年 2 月の月平均の風、推算潮位をサイクリックにモデル化した湾口潮汐、および河川 (流量、塩分) を与え、海域流動場の往復流パターンが定常になるまで計算した。これを同化計算における初期場として、表 4.2 に示す計算を実行した。計算ケースとしては、ナッジング係数、同化データの時・空間内挿の有無をパラメータとして、7 ケース実施した。本研究では、ナッジング関数を係数として取り扱っているため、同化モデルにおいては、観測データのある時間ステップについてのみ同化が行われる。DBF レーダの観測間隔は 15 分であり、モデル上の時間刻み幅 15 秒と比べると粗い。そのため、ナッジング関数を時間に対する関数形とすることも考えられるが (例えば、Holland and Malanotte-Rizzoli, 1989)、本研究では、時間方向に観測データを線形内挿し、各計算時間ステップ毎に同化するケースを検討した (時間内挿ありのケース)。また、(4-2-104) 式、(4-2-105) 式で述べた空間フィルターについての検討も行った。なお、DBF レーダの観測層は水深 0.3m 程度であり、計算メッシュの最上層の中心水深は 0.75m であるため、測定層に違いがある。石塚ら (2000) は、海上風に対する表層流動を対数則から求め、観測層の違いによる流速差を考慮して同化計算を行っている。本研究では、観測層の違いによる流速差は、ナッジングによる同化計算において、ナッジング係数として反映され则认为、観測層の差を無視してモデルの第 1 層に DBF レーダのデータを同化した。

4.3.1 表層流動場の推定結果

図 4.5 に、測点 St.1, St.2 における DBF レーダの観測値、および case0~case6 に対する表層流速の解析結果の時系列を示す。図より、ナッジング係数は 10^{-2} より 10^{-1} のケースの方が、計算結果が観測値に近づいていることがわかる。また、観測データを時間内挿して同化したケースでは、同化効果が大きく、計算結果がほぼ観測値に沿っていることがわかる。

前出の表 4.2 に、全ケースの St.1, St.2 における表層流速成分の rms 差を示した。これより、観測データを時間内挿しない場合は、ナッジング関数を変えても大きな差は見られないが、時間内

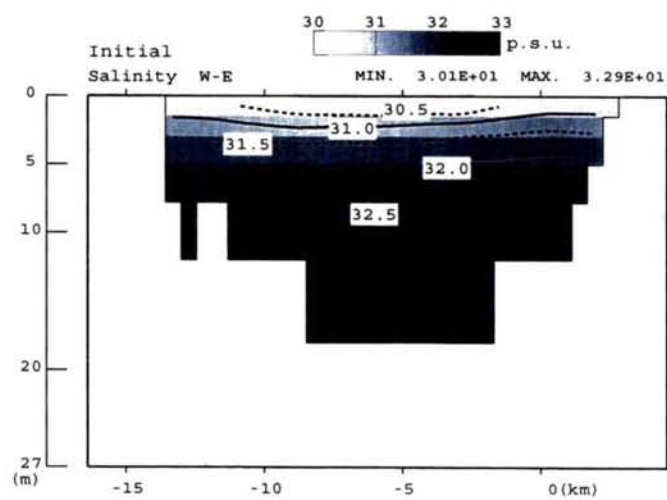
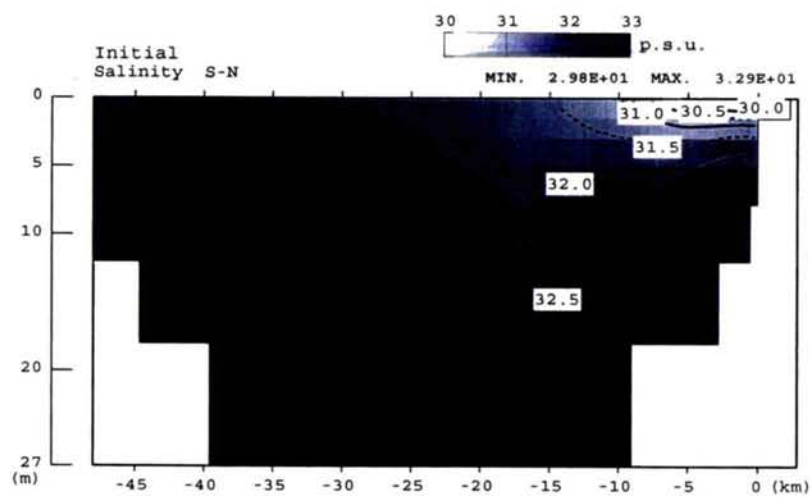
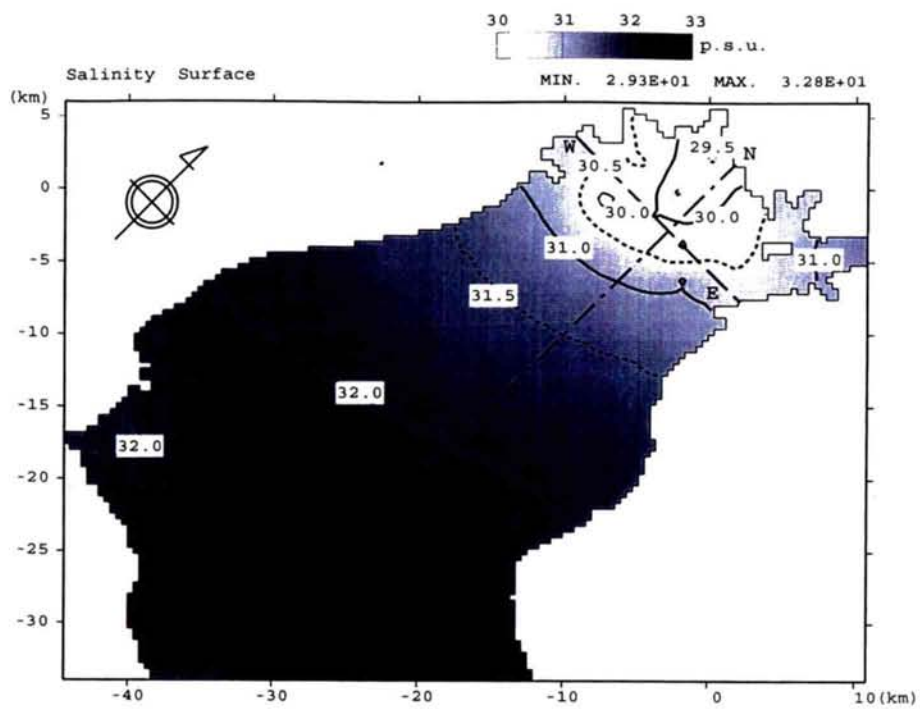


図 4.4 塩分の初期分布

表 4.2 計算ケース

計算ケース	ナッジング関数	同化データ		St.1 における rms 差 (cm/s)		St.2 における rms 差 (cm/s)	
		時間内挿	空間フィルタ	NE-SW 成分	NW-SE 成分	NE-SW 成分	NW-SE 成分
case0	データ同化なし	—	—	8.15	13.58	7.04	12.01
case1	1.0×10^{-2}	なし	なし	7.70	13.32	6.75	11.85
case2	1.0×10^{-2}	あり	なし	4.08	7.37	4.00	7.39
case3	1.0×10^{-2}	あり	あり	5.00	7.81	4.54	7.64
case4	1.0×10^{-1}	なし	なし	5.97	11.64	5.73	10.62
case5	1.0×10^{-1}	あり	なし	2.47	3.74	2.29	3.93
case6	1.0×10^{-1}	あり	あり	2.61	3.73	2.61	3.99

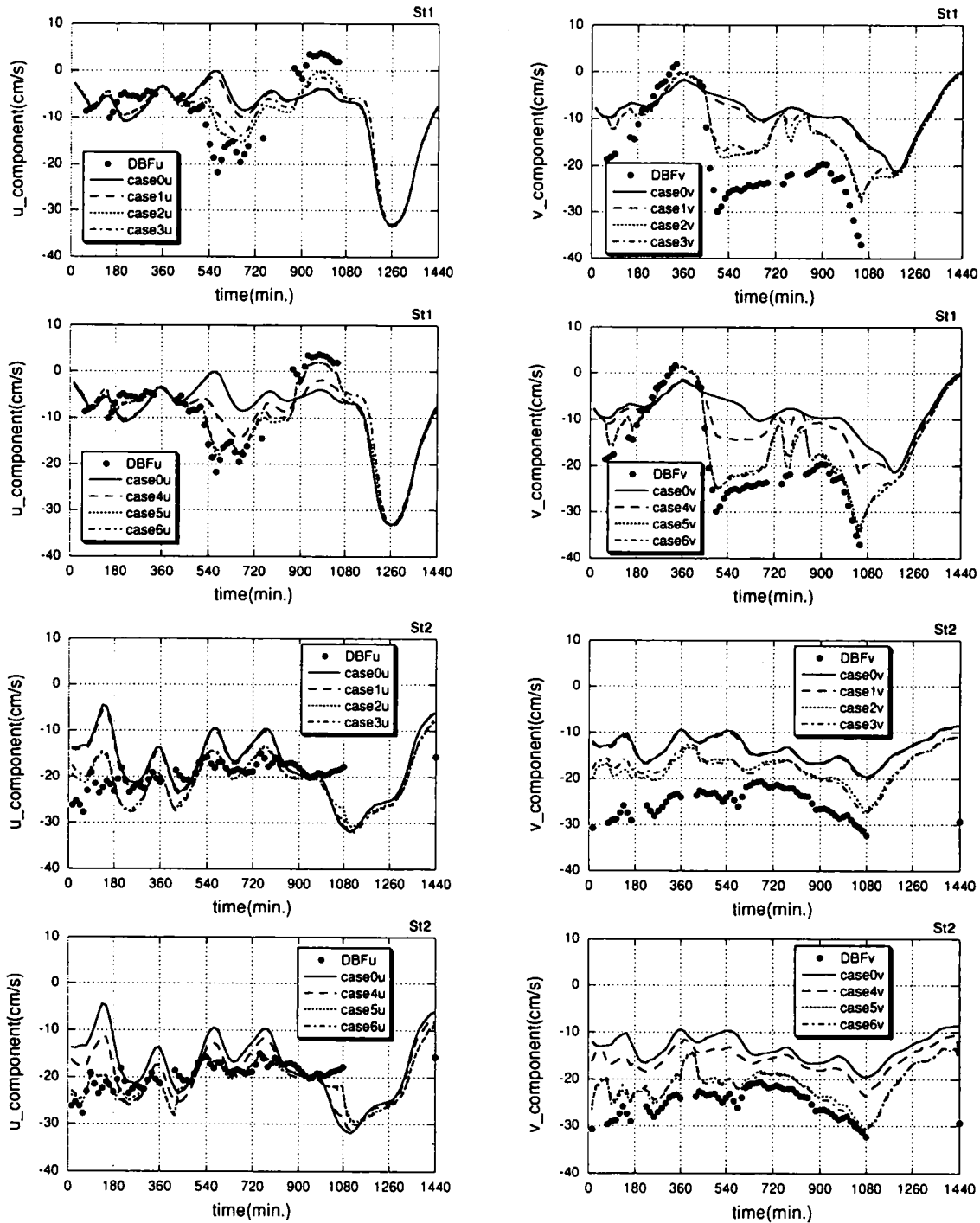


図 4.5 表層流速の時系列

挿をしたケースでは、rms 差は大きく改善されており、同化しない case0 において 7~14cm/s あった rms 差が、ナッジング係数が 1×10^{-2} の場合 4cm/s~8cm/s, 1×10^{-1} の場合 3cm/s~4cm/s 程度に改善されている。

図 4.6 と図 4.7 に、case0 と case5 に対する表層流速成分の rms 差の空間分布を示す。なお、観測データの取得率が全期間に対して 25%以下の領域は、rms 差は計算せず空白とした。同化しない case0 では、西側海域で rms 差が大きく、u(NE) 成分で最大 25cm/s 程度、v(NW) 成分で最大 31cm/s 程度となっている。一方、観測データを時間内挿して計算ステップ毎に同化した case5 は、両流速成分とも rms 差が大幅に減少しており、西側海域の一部で 10cm/s を超える部分があるが、ほぼ海域全体にわたって 4cm/s 以下となっている。図 4.8 に DBF レーダによって得られた観測データの空間頻度分布を示す。3.4.2 でも述べたように、外来ノイズ等の影響で、西側海域の観測データが極端に少なくなっている。図 4.7 において、西側海域の一部で rms 差が大きくなった一要因として、観測データが少ないことが考えられる。

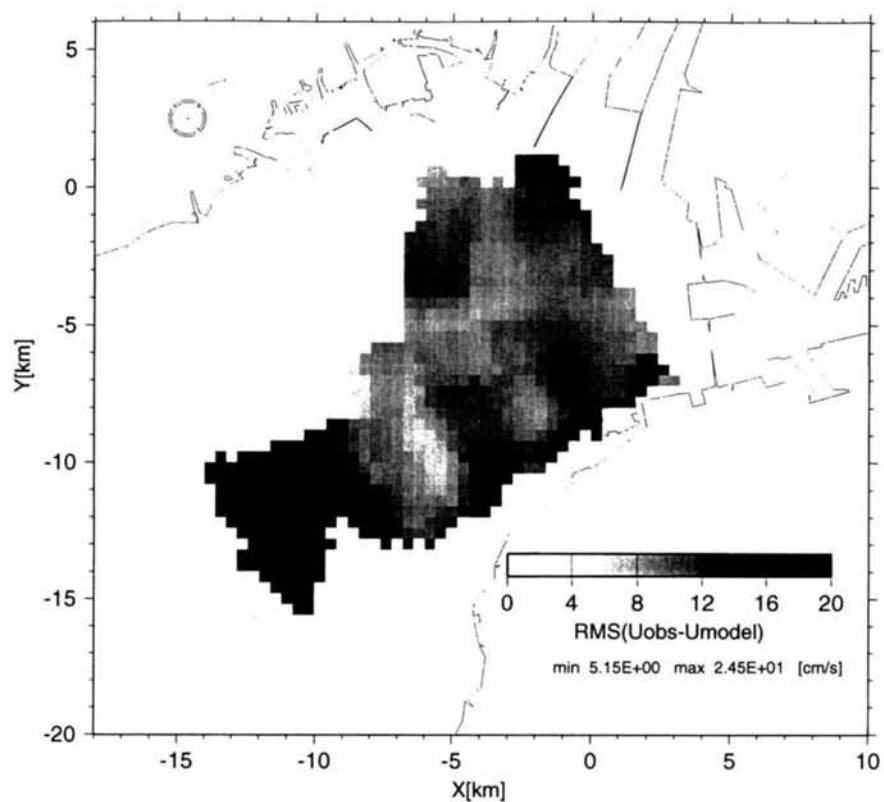
次に、観測データに対して空間フィルターをかけたケースについて見てみると、表 4.2 より、空間フィルターをかけた結果の方が rms 差が若干大きくなっており、効果が見られなかった。この要因として、同化モデルに対する観測データの時間方向の分解能は、60 回に 1 回と少ないのに対し、観測データの空間分解能は、モデルの空間解像度 400m に対して、500m とほぼ整合性がとれているため、空間フィルタの効果が小さく、時間内挿の効果が大きくなったと考えられる。また、Lewis *et al.*(1998) では、HF レーダのデータを対象にしており、DBF レーダとのデータ特性の違いも影響していると考えられる。

続いて、図 4.9 に風応力および時間内挿をした case2 と case5 のナッジング項(流速差によるせん断力)の大きさの時系列を示す。図から、観測データが間欠的な欠測となる影響により、欠測期間後の同化の際にナッジング項が大きくなっていることがわかる。case2 に比べて、case5 は観測値とモデル予測値の整合性が良いため、係数が大きいにも拘わらずナッジング項としては小さくなっている。ナッジング係数の値の妥当性についての評価は難しいが、風応力が case2 と case5 の中間程度となっていることから、本研究で採用した 1×10^{-2} と 1×10^{-1} は妥当な範囲と考えられる。

4.3.2 中層から底層にかけての流動推定結果

推定した流速の鉛直構造の妥当性について検証するために、図 4.2 の測点 A, B, C, D で得られた 4 時刻の走行式 ADCP による観測結果と同化結果とを比較した。図 4.10(a)~(d) に、時刻 11:15(上げ潮開始時), 12:45(上げ潮最強時), 14:45(満潮時), 16:15(下げ潮開始時) に対する、測点 A, B, C, D における ADCP の観測結果と case0, case2, case5 の同化結果を示す。これらの結果について、測点別に見てみる。まず、西側海域の測点 A について見ると、u 成分の同化結果は、観測時刻に拘わらず、表層から 6m 層まで観測結果をほぼ再現している。ただし、下層の再現性については問題がある。なお、時刻 12:45 において結果が改善されていないのは、観測データが欠測であったためである(図 3.52(b) 参照)。一方、v 成分について見ると、第 1 層の結果は観測値に近づいている。しかしながら、第 2 層から中層にかけては、流速の低減傾向は一致しているものの、

case0 RMS(Uobs-Umodel) (cm/s)



case0 RMS(Vobs-Vmodel) (cm/s)

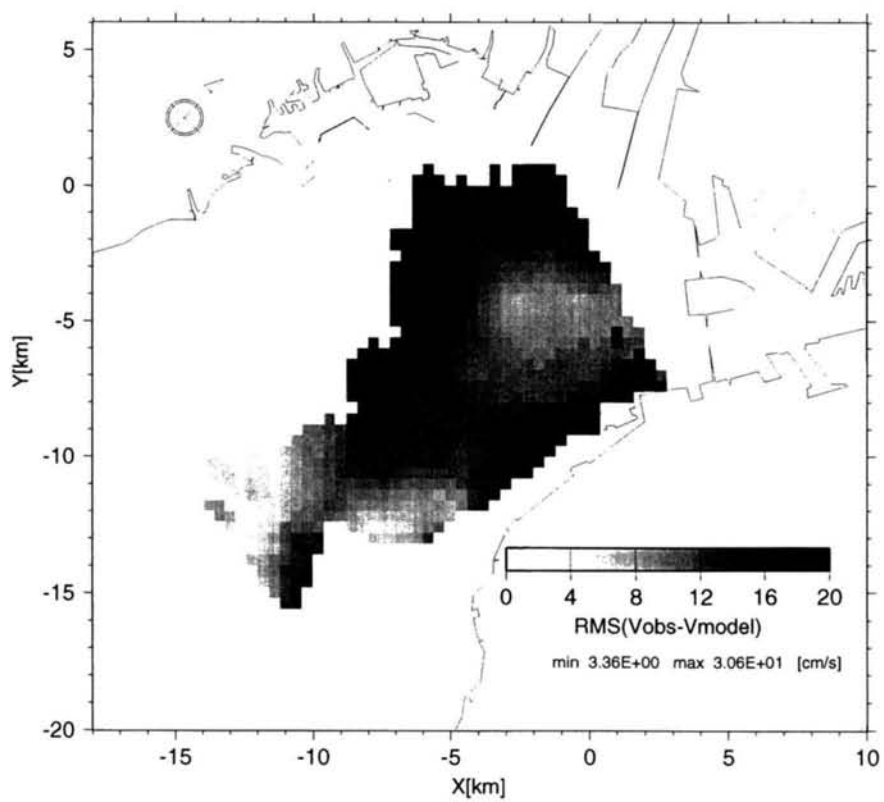
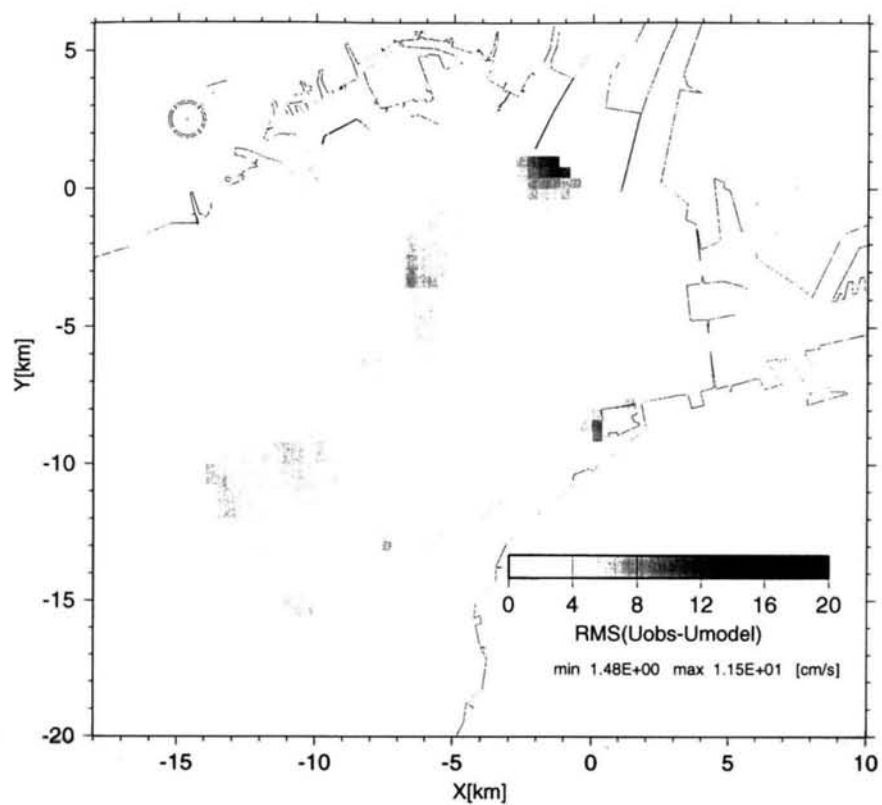


図 4.6 観測値とモデル推定値の表層流速の rms 差(case0)

/CASE/case41/go_01.rms RMS(Uobs-Umodel) (cm/s)



/CASE/case41/go_01.rms RMS(Vobs-Vmodel) (cm/s)

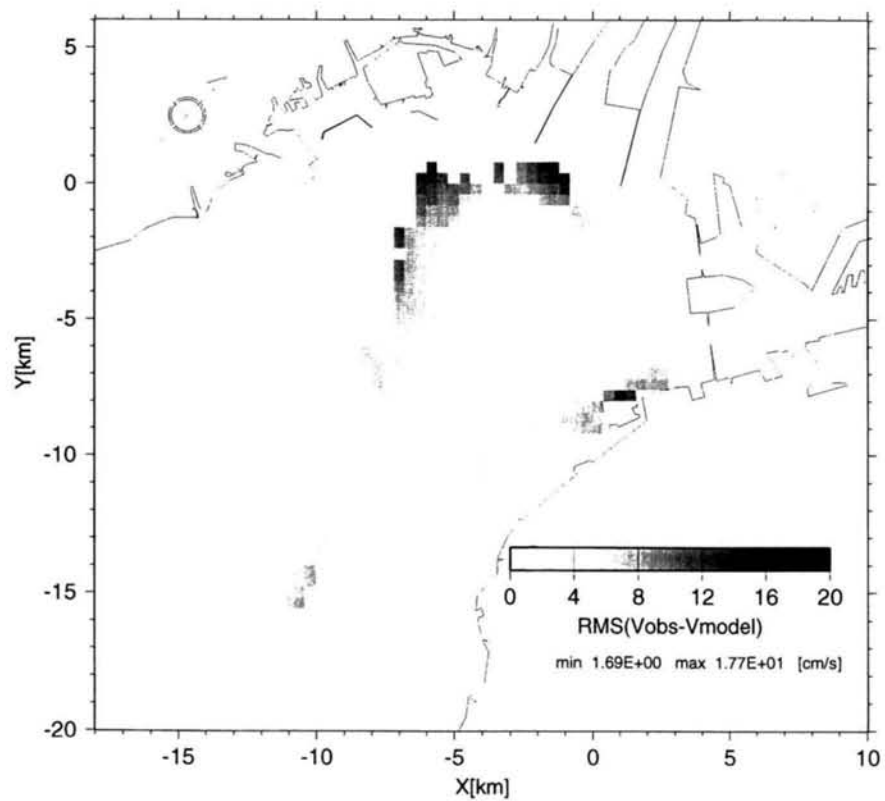


図 4.7 観測値とモデル推定値の表層流速の rms 差(case5)

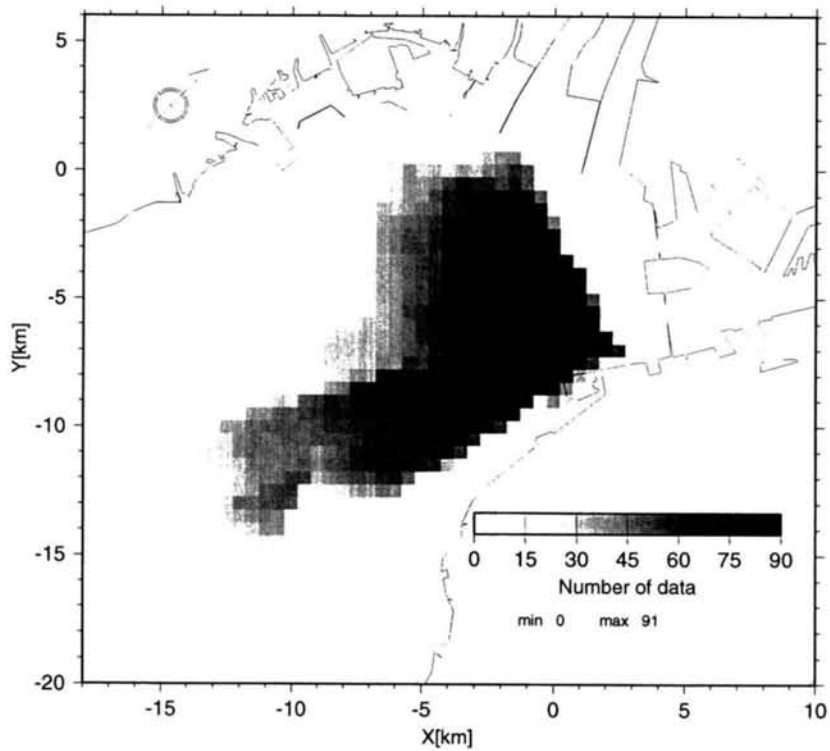
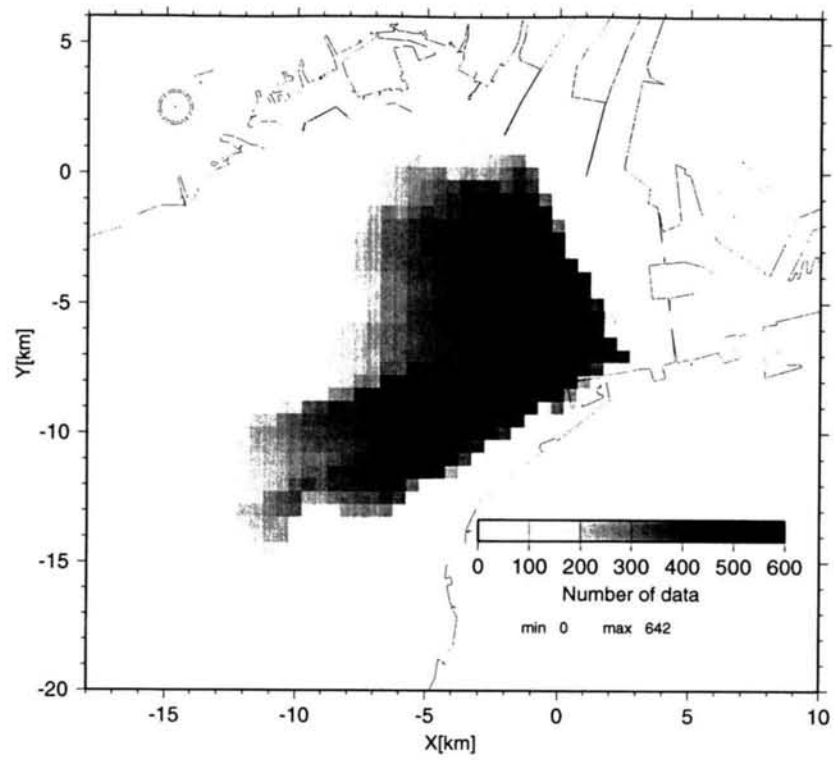


図 4.8 観測データ数の空間ヒストグラム(上：全 8 日間，下：同化計算した 2/23)

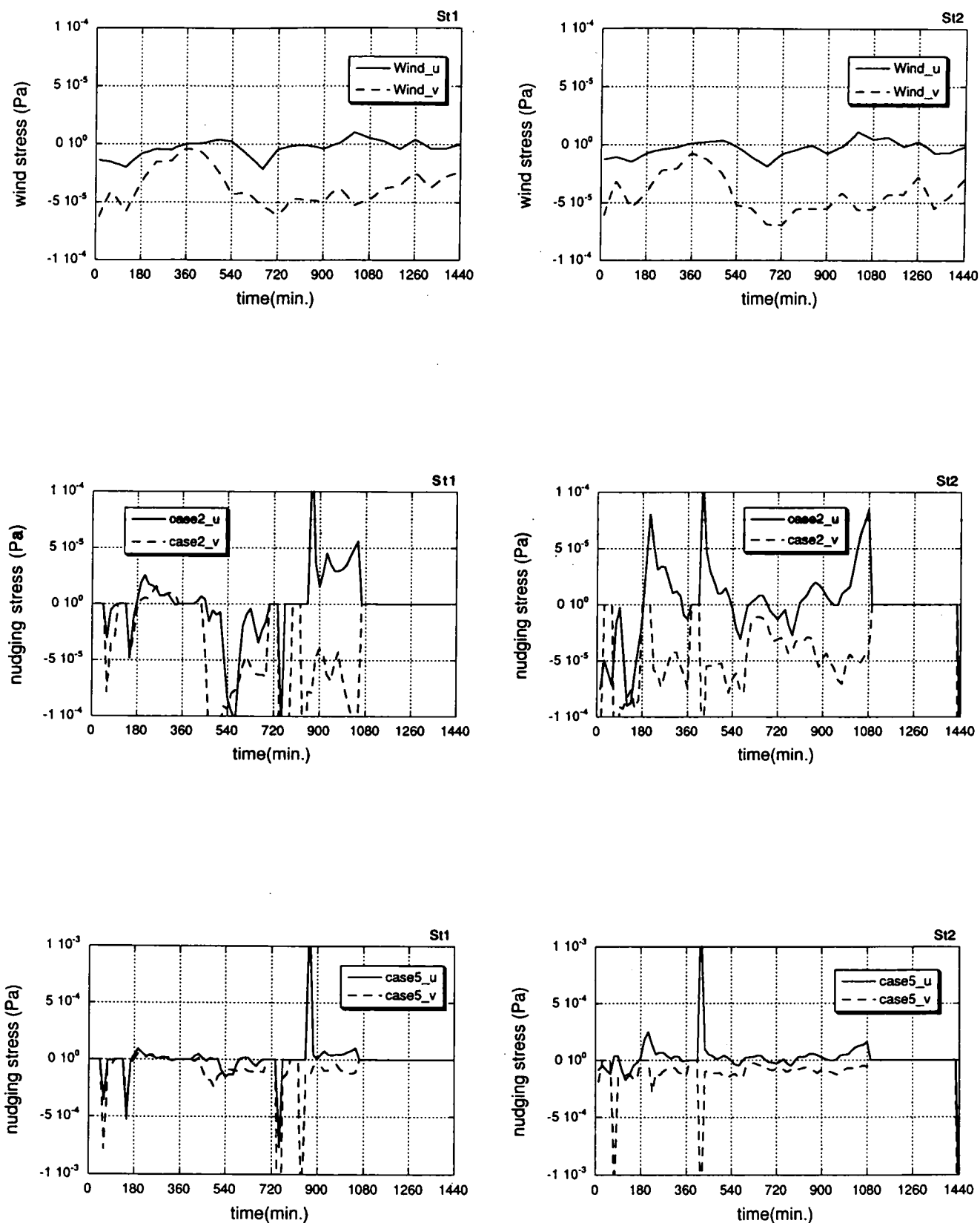


図 4.9 風応力およびナudging項によるせん断力の時系列

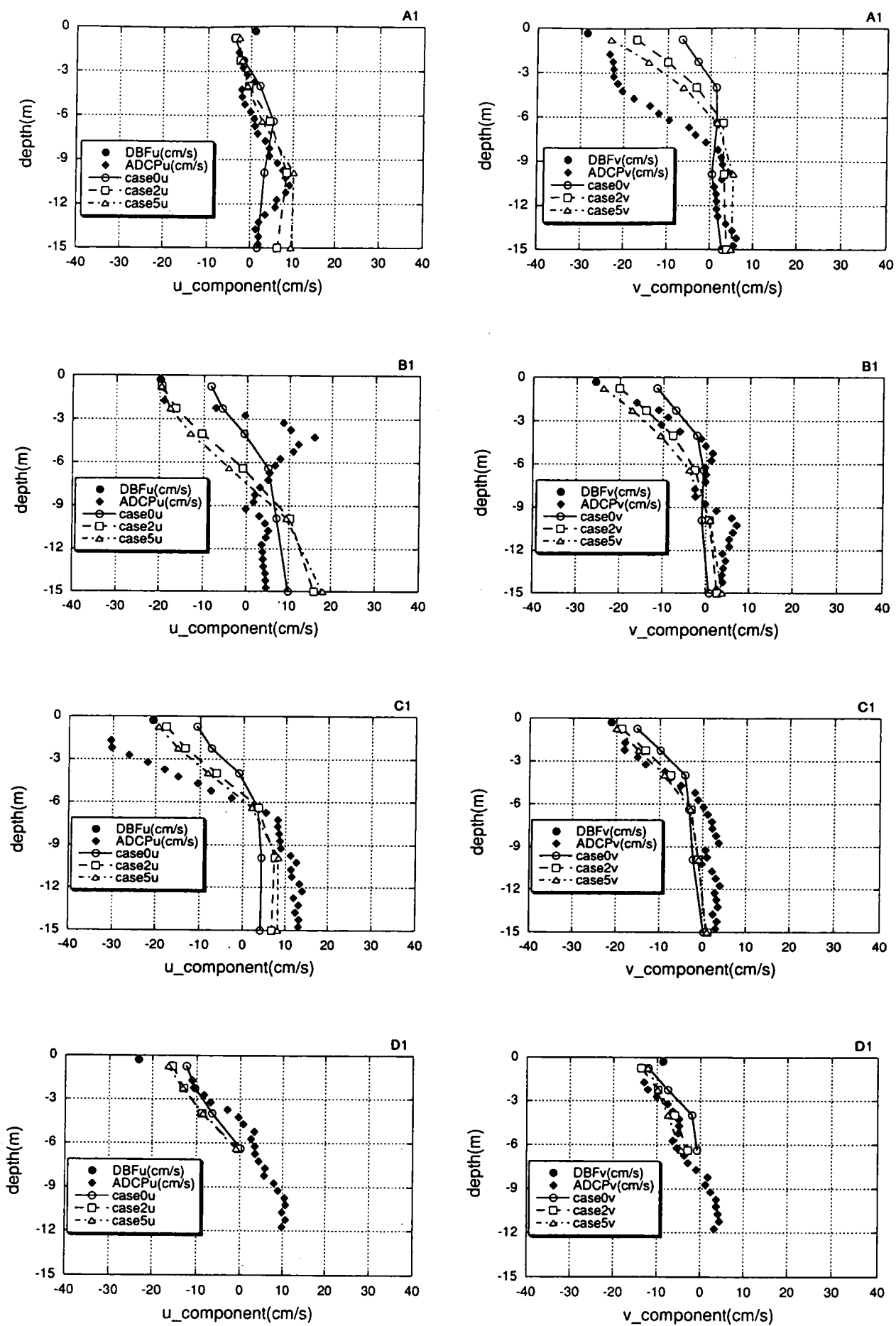


図 4.10 (a) 流速鉛直分布の推定結果(時刻 11:15)

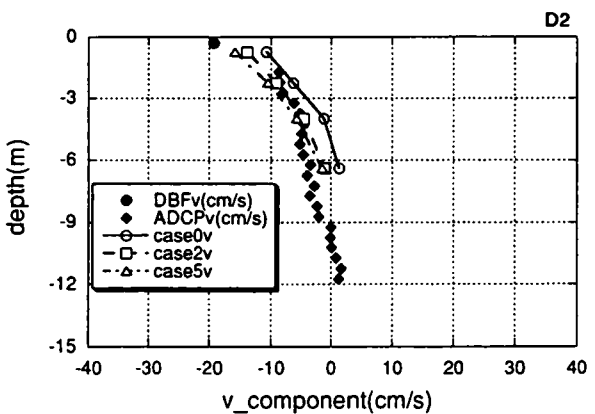
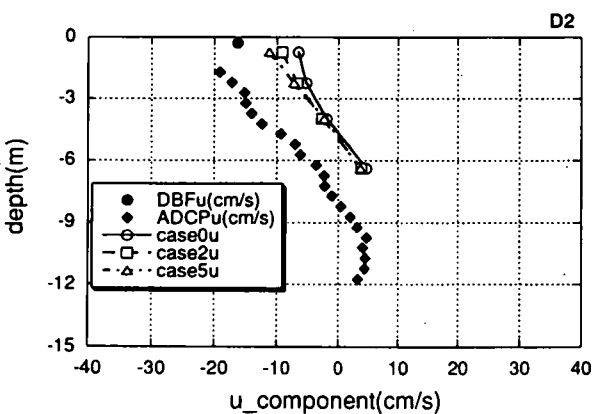
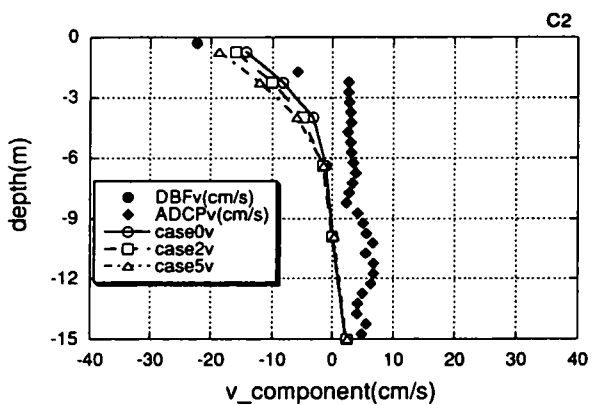
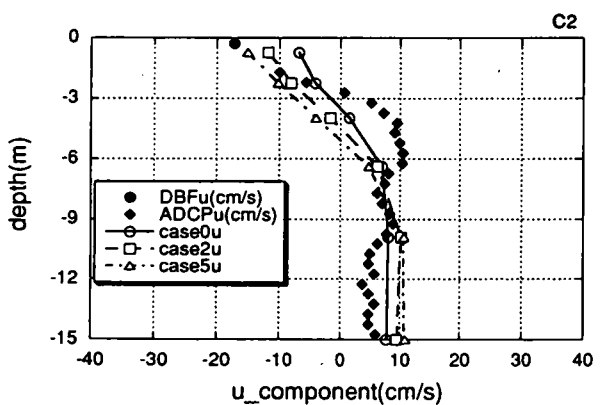
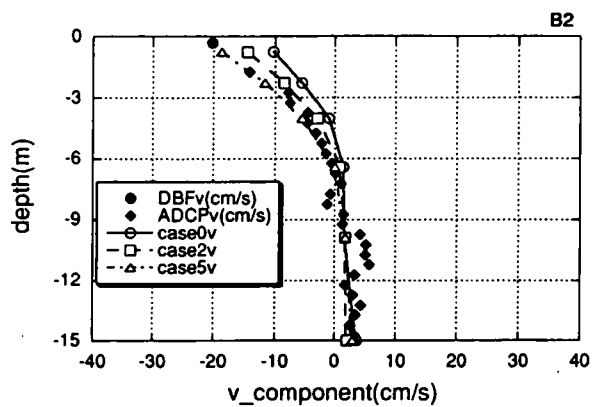
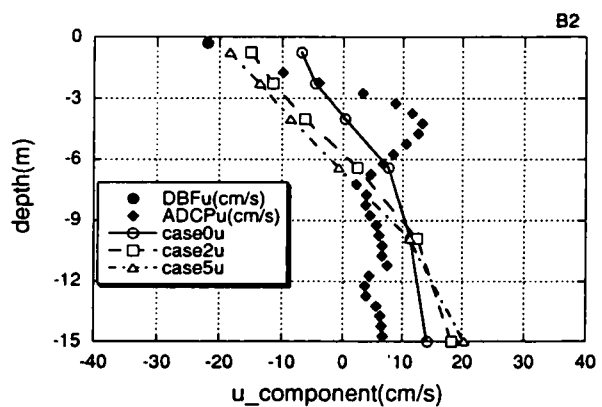
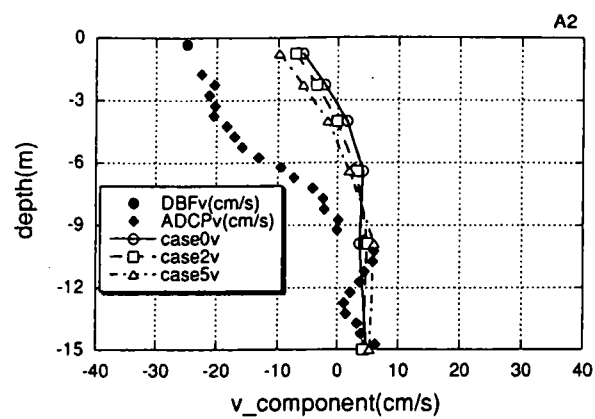
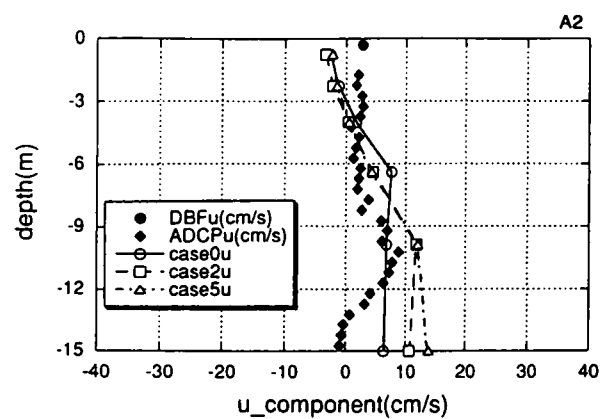


図 4.10 (b) 流速鉛直分布の推定結果(時刻 12:45)

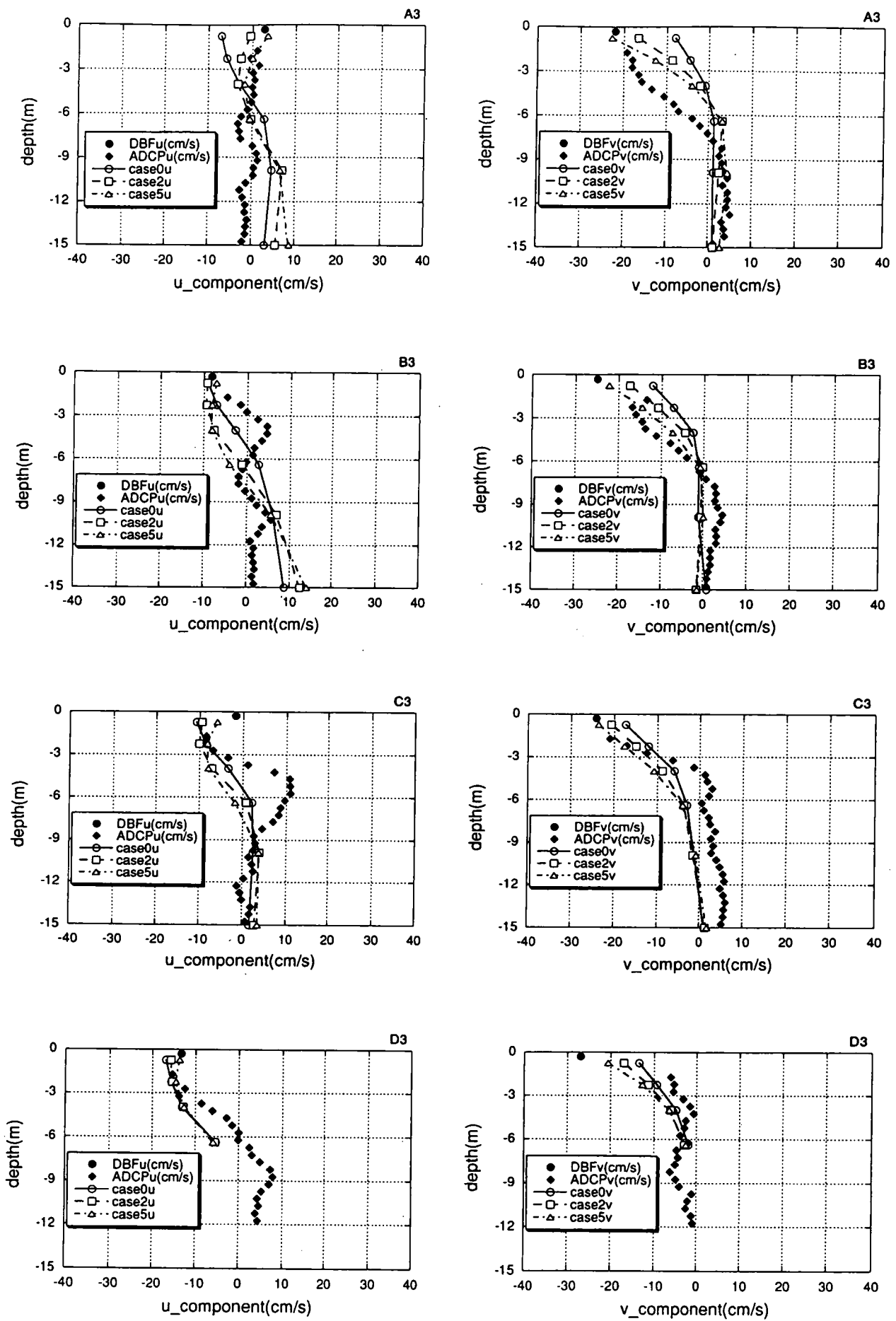


図 4.10 (c) 流速鉛直分布の推定結果(時刻 14:45)

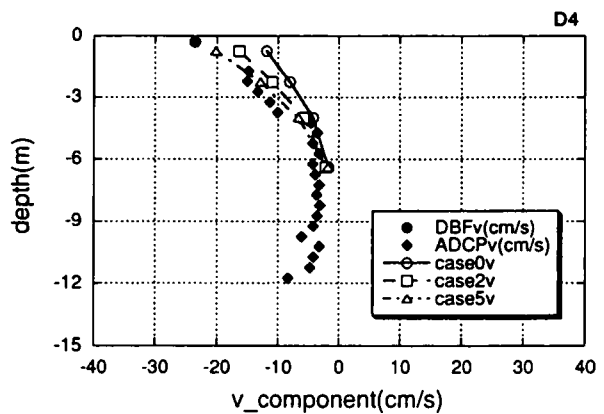
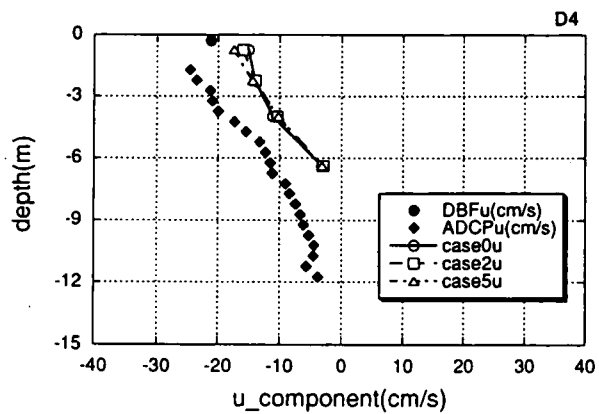
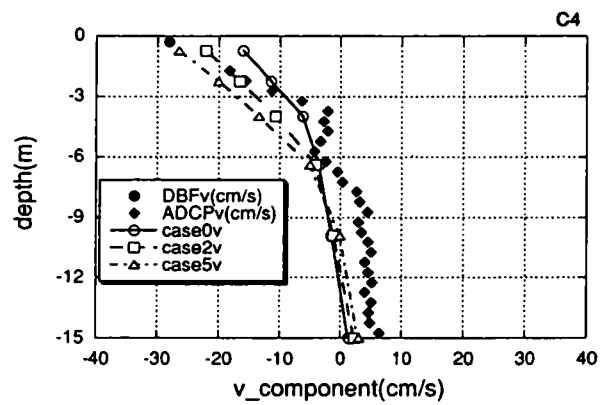
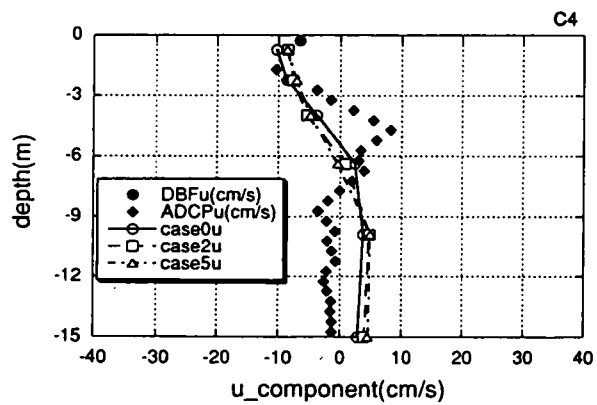
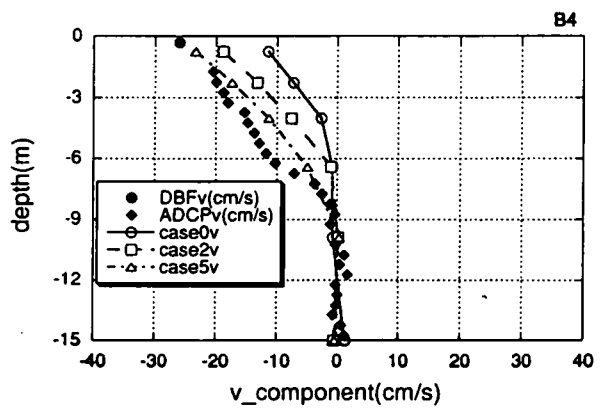
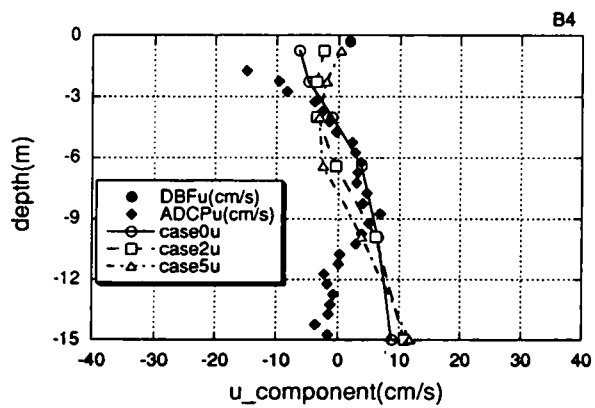
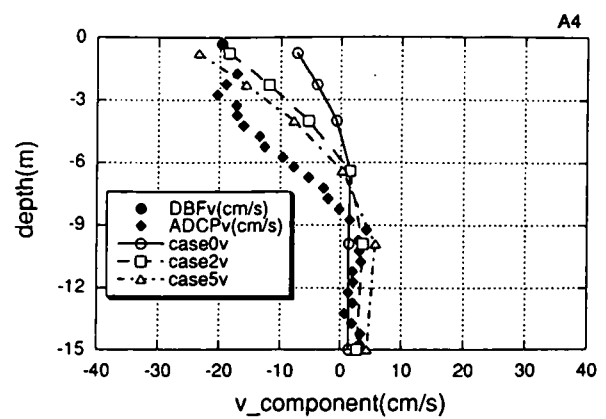
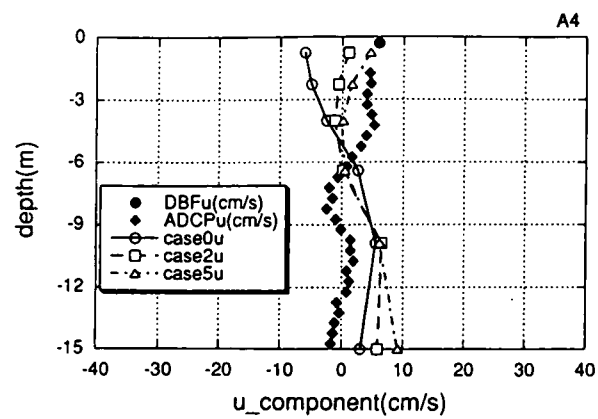


図 4.10 (d) 流速鉛直分布の推定結果(時刻 16:15)

鉛直分布傾向については観測値を再現できていない。次に、木曾三川前面域の測点 B の観測結果を見ると、表層付近と 4m~5m 付近にそれぞれ反対向きのピークを持つ S 字型の流速分布を示しているが、同化計算結果ではこの傾向を再現できておらず、また下層についての再現性も良くない。ただし、最上層については、ほぼ観測結果に一致している。v 成分については、同化計算結果は表層から底層まで観測結果を良く再現している。同じく、木曾三川の影響が強いと考えられる測点 C の u 成分について見てみると、同化結果は、測点 B の場合と同様第 1 層の再現性は良いものの、表層から 6m 層までの観測データに見られる S 字型の流速分布の再現性について問題がある。v 成分については、概ね定性的な傾向は再現できているが、3m 以深には 5cm/s~10cm/s 程度のバイアスが残っている。最後に、東側海域の測点 D の結果について見ると、計算結果はモデル格子の都合で 6m 付近までしか得られていないが、u 成分、v 成分とも観測結果を良く再現している。ただし、時刻 12:45 と 14:45 の u 成分については、10cm/s 程度のバイアスが残っている。

3.4.4 で述べたように、本海域では河川、風、潮汐のバランスで流動場の鉛直構造が複雑に変化する。特に、木曾三川前面付近の測点 B と C においては、表層から 2m 付近までは時計回り、2m 以深については反時計回りの流向変化をしており、同化計算においてその再現性が悪くなっている。ここで、これらの原因について考察する。図 4.11 と図 4.12 に、先の 4 時刻における塩分の観測結果と計算結果を示す。観測結果は、測点 A から D に向かった直線上の横断分布を示しており、横軸は測点 A を原点とした。計算結果は、図 4.1 に示した W-E 横断面で、測点 A から D に対する測線とはほぼ一致している。図 4.11 より、塩分の観測結果においては、測点 B 付近を中心に表層から 2m 付近まで約 29 を最小値とする河川水の影響が見られる。この河川分布は、上げ潮から満潮に向かって次第に弱まっており、時刻 16:15 ではその中心を測点 C 付近に移している。一方、図 4.12 の計算結果を見ると、測点 C を中心に河川水の影響と見られる低塩分域が表層~5m 付近に見られるが、その成層強度は弱く、値も 31.5 程度となっており、河川分布の再現性が悪いことがわかる。次に、計算領域内の西側沿岸部の四日市、および東側沿岸部の鬼崎における推算潮位と、モデルの計算結果を図 4.13(a), (b) に示す。これらより、本計算では湾口部において日潮不等が激しい中潮時の実潮位推算値を与えているため、計算開始からしばらく計算結果が振動している。また、東側の鬼崎の計算結果が、推算潮位に比べて 10cm~15cm 程度低くなっていることがわかる。そのため、計算においては圧力勾配の不整合により流動誤差を生じている可能性がある。潮位の再現性が悪い点については、湾口での潮位条件の与え方、およびモデルの空間分解能などが要因と考えられる。以上のことから、本同化モデルの誤差要因としては、河川や風の境界条件の設定誤差、モデルの空間分解能の粗さ、鉛直渦動拡散係数のパラメータ設定の問題などが考えられる。また、表層の観測データのみをナッジングで同化するモデル自体の限界もあるであろう。さらに、夏季などの強成層期においては、より現象の再現が難しくなる。これらについては、今後の課題である。

最後に、同化なしの case0 と同化結果が最も良かった case5 における、第 1 層 (0.75m)、第 3 層 (4.0m)、第 5 層 (9.9m)、および最下層である第 7 層 (22.5m) の水平流速分布を図 4.14 と図 4.15 に

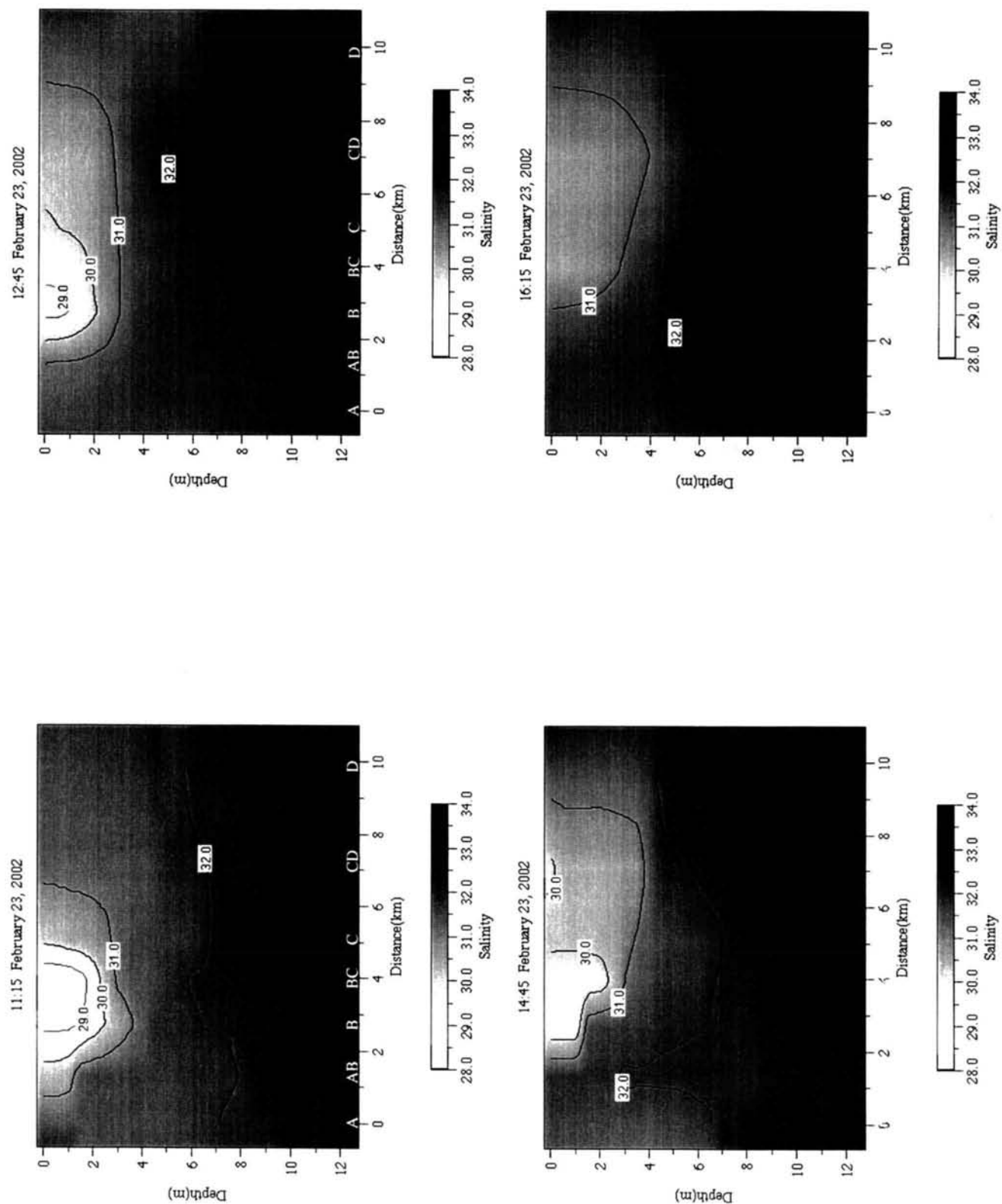


図 4.11 塩分の観測結果(東西横断面分布)

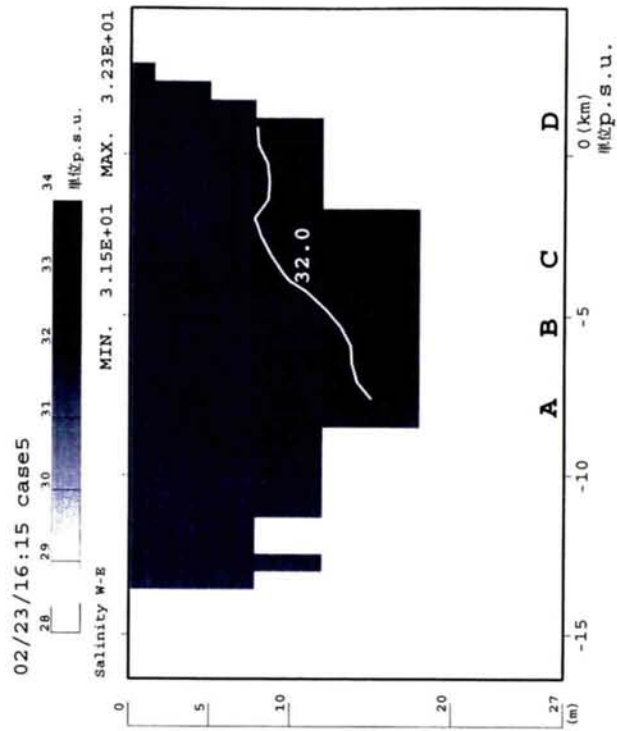
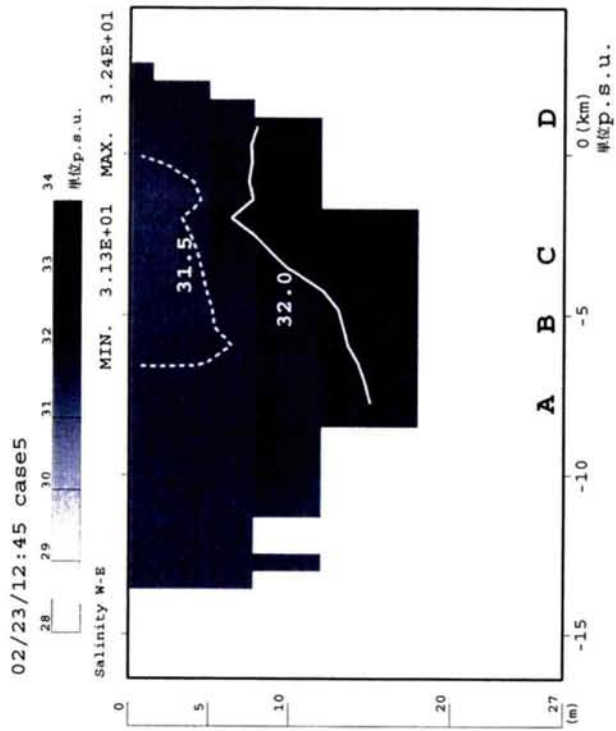
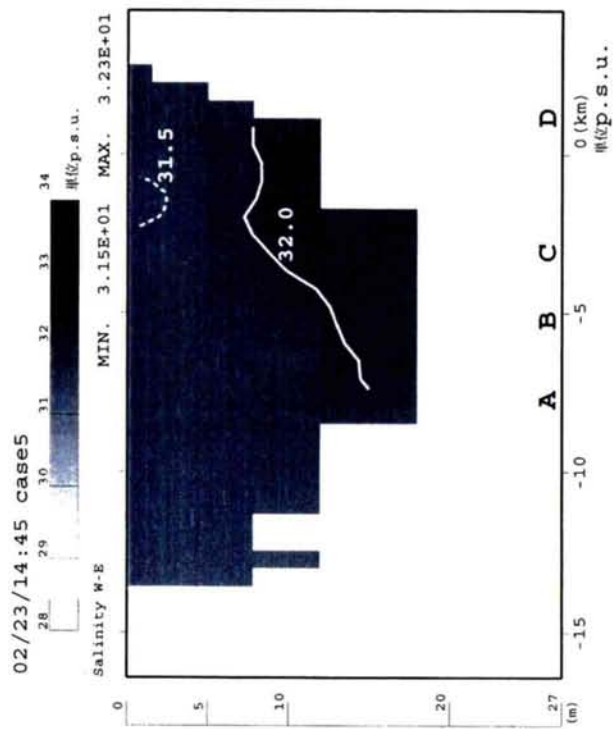
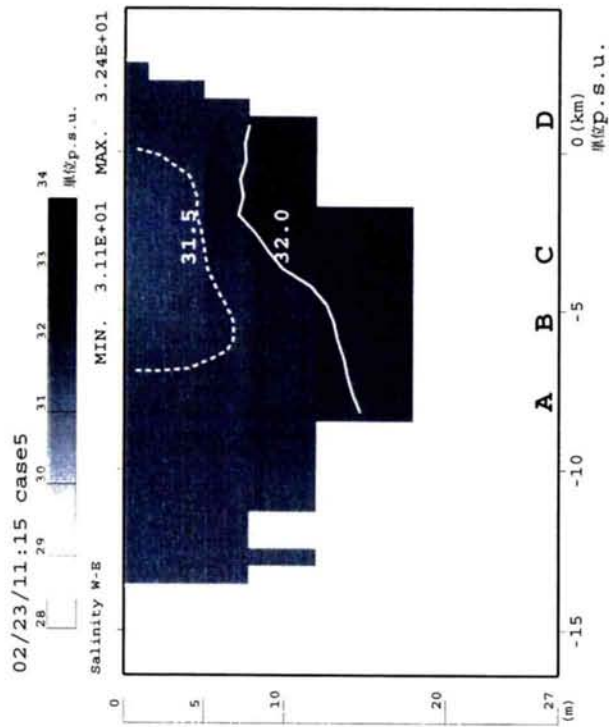
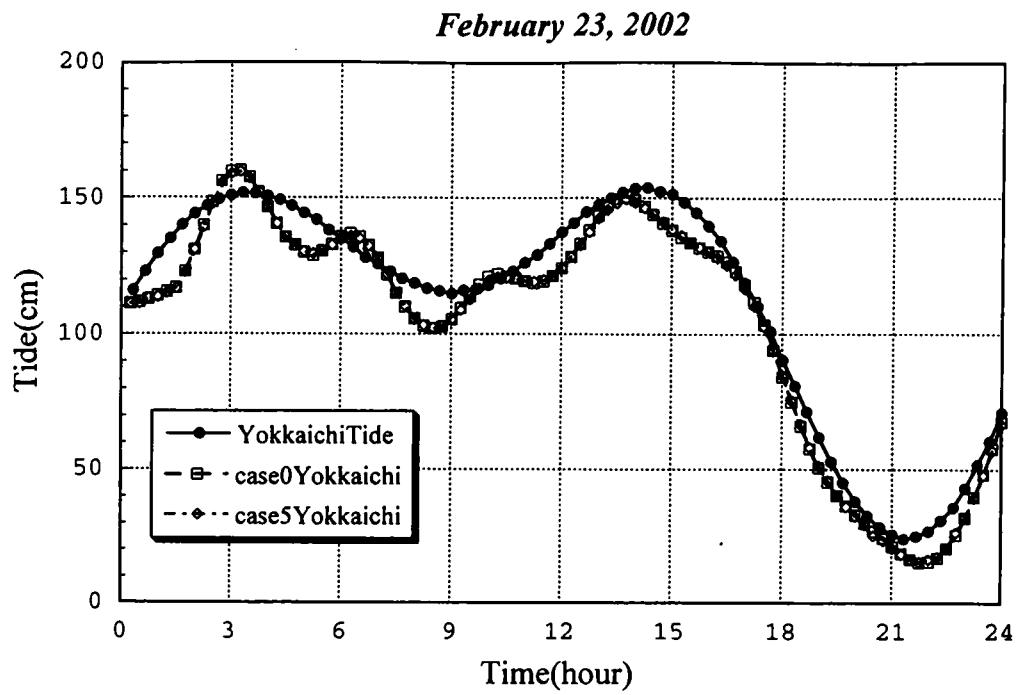
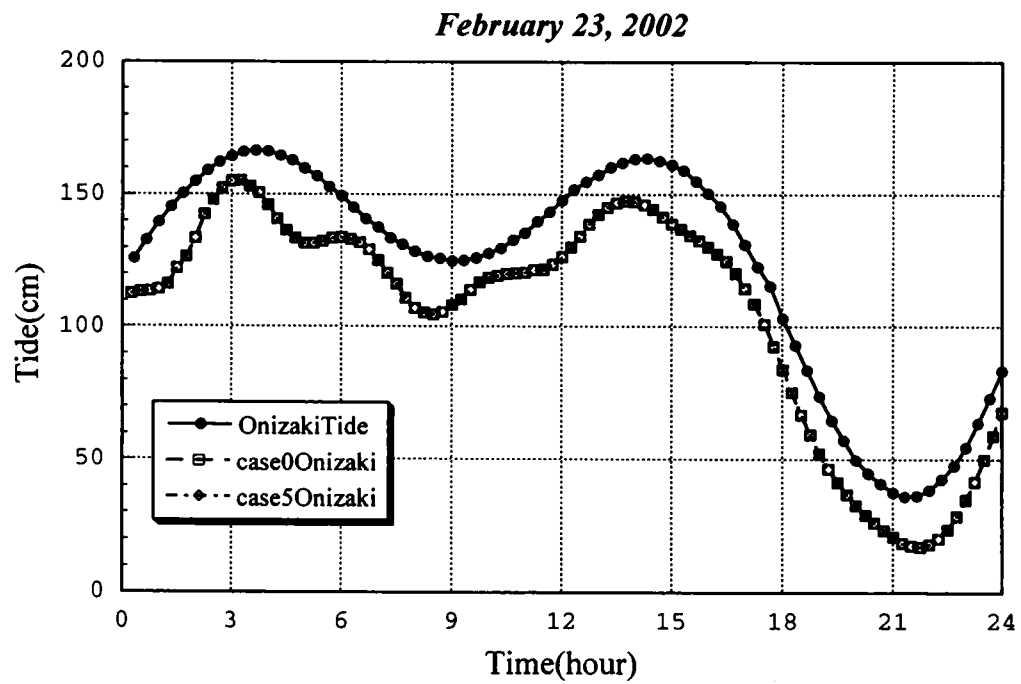


図 4.12 塩分の計算結果(東西横断面分布)



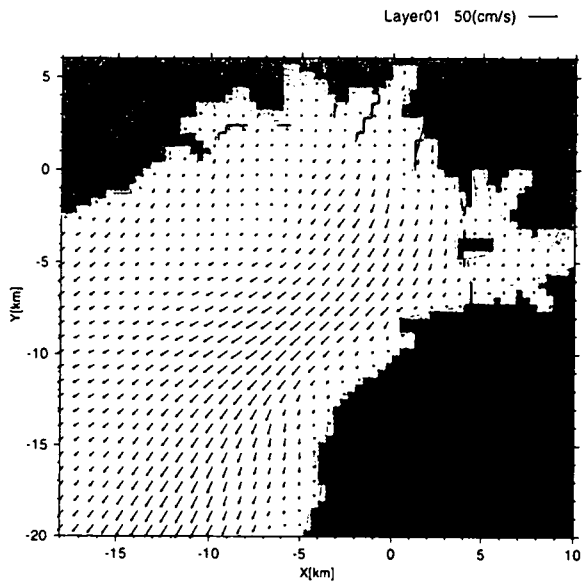
(a) 四日市



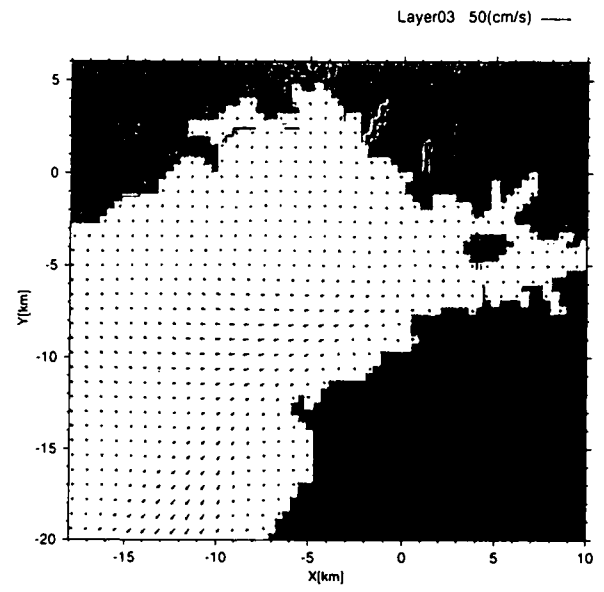
(b) 鬼崎

図 4.13 四日市と鬼崎における推算潮位と水位の計算結果の比較

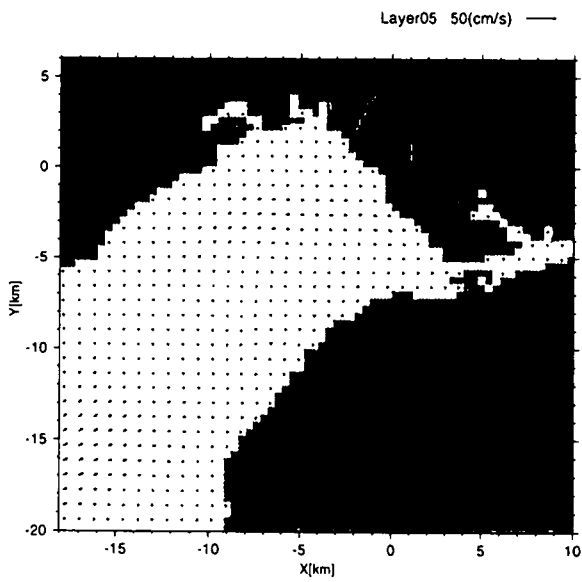
case0 11:15 February 23, 2002



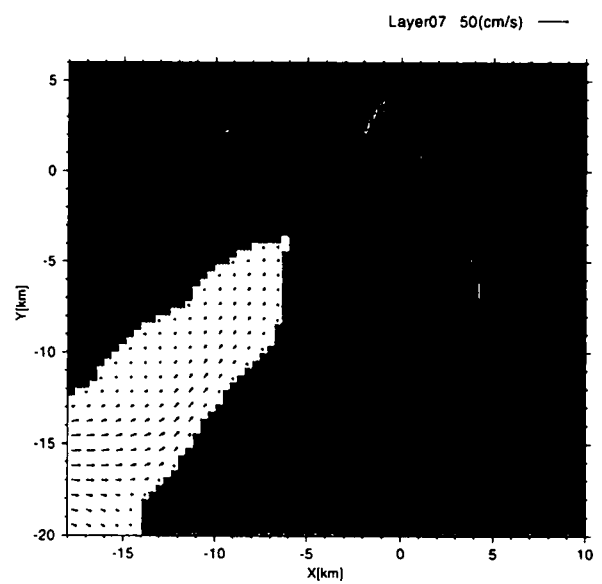
水深0.75m層



水深4.0m層



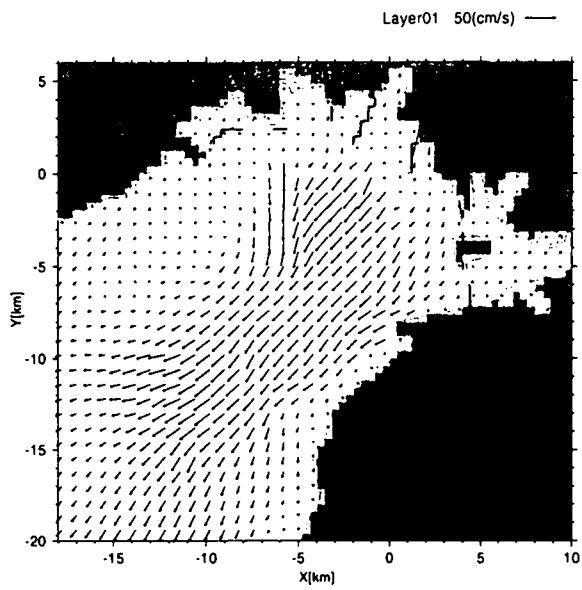
水深9.9m層



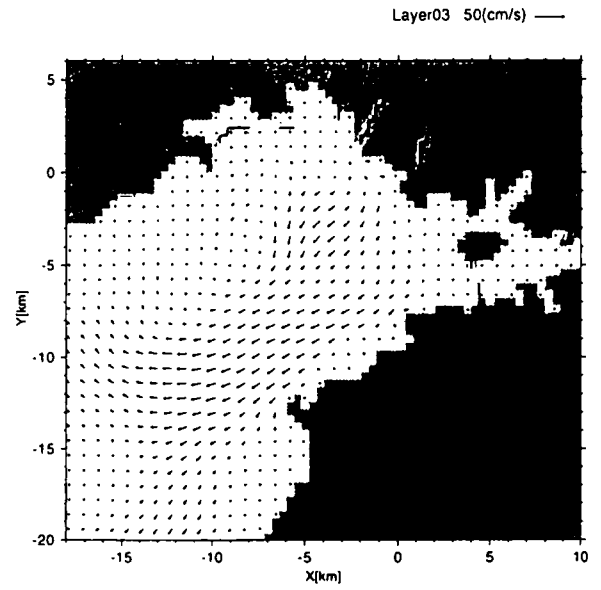
水深22.5m層

図 4.14 各層の水平流速分布(case0)

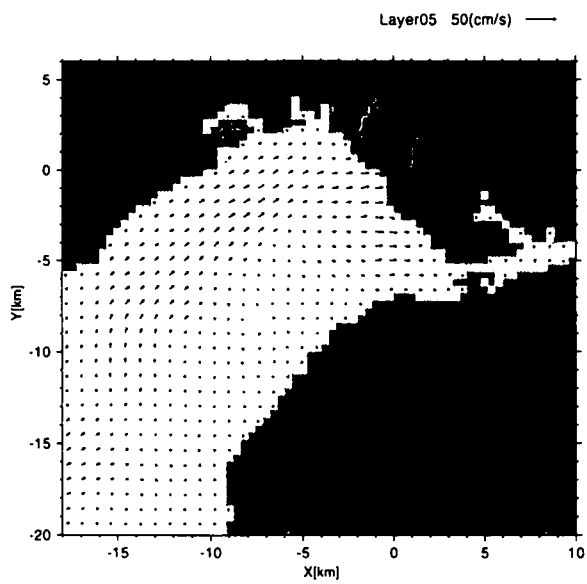
case5 11:15 February 23, 2002



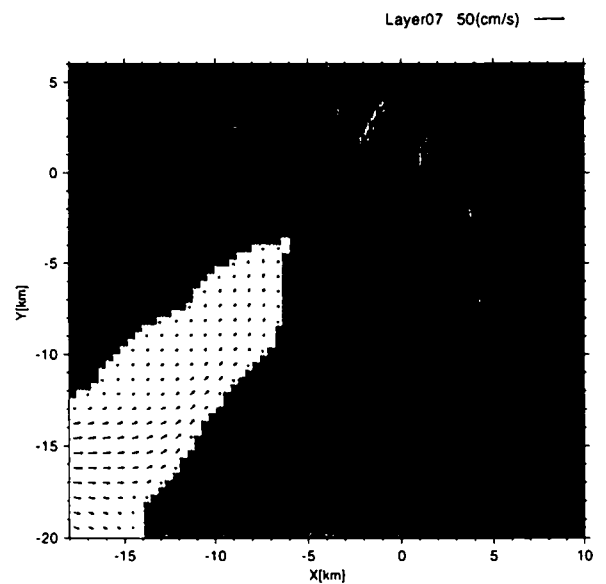
水深0.75m層



水深4.0m層



水深9.9m層



水深22.5m層

図 4.15 各層の水平流速分布(case5)

示す。case0の結果を見ると、3.4.4で述べたような木曾三川前面部分において表層から中層(ここでは第3層とする)にかけて反時計回りに流向が変化する傾向が現れていないが、case5では、この傾向が再現されている。なお、case5では、第5層において西側沿岸部を北上する流れが、同化をしない場合に比べて顕著化している。また、第7層では東側沿岸部を北上する流れが現れており、中層から底層にかけて表層の南下流を補うようなエスチュアリー循環が現れている(藤原, 1997)。

以上の結果、測点BやCにおいて観測結果のu成分において見られる表層から中層にかけてのS字型の流速分布を再現できていない点や、測点A, Bにおけるu成分の下層付近の再現性が悪いといった問題があるが、観測データが欠測であった時刻12:45を除き、最上層~2m付近の流速分布については、本同化モデルの結果と観測結果は良い対応を示した。また、いずれの測点においても、データ同化をしない場合に比べて、同化計算の方が結果を改善しており、本同化モデルは表層付近の流動場の改善にとって有効であることが確認された。

4.4 結語

DBFレーダによる観測データをナッジングにより同化する4次元データ同化モデルを構築し、冬季伊勢湾北部海域の3次元沿岸流動場の解析を実施した。得られた主な成果は、以下の通りである。

1. 3次元流動場の時間変動推定のための4次元データ同化モデル

- (a) 同化モデルの基礎となる力学モデルは、潮汐、風、河川密度流を再現する準3次元モデルであり、連続式、運動方程式、および塩分の輸送方程式から成る。
- (b) データ同化手法としてナッジングを用い、DBFレーダの観測値とモデル予報値の差からなるせん断力を外力として加える。
- (c) 計算ケースとしては、ナッジング係数、観測データの時間内挿、および観測データに対する空間フィルターをパラメータとして、同化計算を実施した。

2. 同化計算結果

(a) 表層流動場

- i. 観測データを時間ステップ毎に時間内挿して同化したケースで表層流動場の結果が大きく改善された。同化なしのケースでは最大14cm/s程度あったrms差が、ナッジング関数を 10^{-1} として時間内挿して同化したケースでは、最大4cm/s程度に減少した。
- ii. 時間内挿に対する効果は大きく、空間フィルターの効果はなかった。これは、もともとモデルと観測データの空間分解能が近く、一方観測データの時間分解能はモデルの計算ステップに対して粗いことが要因と考えられる。

(b) 中層から底層にかけての流動場

- i. 最上層～2m 付近の流速分布について、本同化モデルの結果と観測結果は良い対応を示した。ただし、木曾三川前面の測点 B と C においては、観測結果の u 成分において見られる表層から中層にかけての S 字型の流速分布を再現できなかった。また、西側海域の測点 A、および B では、 u 成分の下層付近の再現性が悪かった。
- ii. いずれの測点においても、データ同化をしない場合に比べて、同化計算の方が結果を改善する傾向となり、本モデルによって表層付近の流動場を改善できることが確認された。
- iii. 同化計算により、ADCP の観測結果で見られた表層から中層にかけて反時計回りに流向が変化する傾向が再現された。
- iv. 本同化モデルの誤差要因としては、河川や風の境界条件の設定誤差、モデルの空間分解能の粗さ、鉛直渦動拡散係数のパラメータ設定の問題、および表層の観測データのみをナッジング手法の限界などが考えられる。これらの改善に関しては、今後の課題である。

以上の結果、DBF レーダのデータをナッジングによって同化する 4 次元データ同化モデルにより、複雑な挙動を示す内湾域の表層流動場の推定精度を改善できることが確認された。現状において、広域の 3 次元流動場の時間変化 (4 次元情報) を観測によって把握することは不可能なため、DBF レーダを活用した本同化モデルは、課題はあるものの、現象の解明と理解に有効である。

参考文献

- Anthes, R. A. (1974) : *Data assimilation and initialization of hurricane prediction models*, J. Atmos. Sci., 31, 701-719.
- Cohn, S. E. (1997) : *An introduction to estimation theory*, J. Meteor. Soc. Japan, 75, 257-288.
- de Valk, C. F. (1999) : *Estimation of 3-D current fields near Rhine outflow from HF radar surface current data*. Coastal Eng., 37, 487-511.
- Dee, D. P., S. E. Cohn, A. Dalcher and M. Ghil (1985) : *An efficient algorithm for estimating noise covariances in distributed systems*, IEEE Trans. Autom. Control, AC-30, 1,057-1,065.
- Evensen, G. (1992) : *Using the extended kalman filter with a multilayer quasi-geostrophic ocean model*, J. Geophys. Res., 97(C11), 17,905-17,924.
- Evensen, G. (1994) : *Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics*, J. Geophys. Res., 99(C5), 10,143-10,162.
- Fujio, S. and N. Imasato (1991) : *Diagnostic calculation for circulation and water mass movement in the deep Pacific*, J. Geophys. Res., 96(C1), 759-774.
- Gasper, P. and C. Wunsch (1989) : *Estimates from altimeter data of barotropic Rossby waves in the northwestern Atlantic ocean*, J. Phys. Oceanogr. 19, 1,831-1,855.

- Gelb, A. (1974) : *Applied Optimal Estimation*, The MIT Press, 374p.
- Ghil, M. and P. Malanotte-Rizzoli (1991) : *Data assimilation in meteorology and oceanography*, Advances in Geophysics, 33, 141-266.
- Gill, P.E., W. Murray and M. H. Wright (1981) : *Practical optimization*, Academic Press, 401p.
- Holland, W. R. and P. Malanotte-Rizzoli (1989) : *Along-track assimilation of altimeter data into an ocean circulation model : Space versus time resolution studies*, J. Phys. Oceanogr., 10, 1,507-1,534.
- Kalman, R. E. (1960) : *A new approach to linear filtering and prediction problems*, J. Basic Eng., 82D, 35-45.
- Lewis, J. K., I. Shulman and A. F. Blumberg(1998) : *Assimilation of Doppler radar current data into numerical ocean models*, Continental Shelf Res., 18, 541-559.
- Shen, C. Y. and E. Evans (2001) : *Surface-to-subsurface velocity projection for shallow water currents*. J. Geophys. Res., 106, C4, 6,973-6,984.
- 石川洋一 (1997) : 海洋物理学で用いられているデータ同化手法について ; カルマンフィルターと変分法の比較, 海洋学におけるデータ同化 : その原理と応用 (入門編), (財) 日本海洋科学振興財団, 57-100.
- 石塚正秀, 松田真人, 中辻啓二 (2000) : 海洋レーダによる表層流速データの3次元流動計算への同化に関する研究, 水工学論文集, 44, 1,167-1,172.
- 蒲地政文, 倉賀野連, 朱江, 池田元美, 淡路敏之, 石川洋一 (2000) : 実用予測システムのためのデータ同化手法, 月刊海洋, 32(8), 554-562.
- 小守信正 (1997) : *Introduction to Sequential Data Assimilation*, 海洋学におけるデータ同化 : その原理と応用 (入門編), (財) 日本海洋科学振興財団, 4-56.
- 坂井伸一, 平口博丸, 松山昌史, 坪野考樹, 森信人, 杉山陽一, 藤井智史, 佐藤健一, 松岡建志 (2002) : 短時間観測が可能なデジタルビームフォーミング方式による沿岸海洋レーダの開発, 海岸工学論文集, 49(投稿中).
- 杉山陽一, 和田明 (2002) : 冬季における伊勢湾北部海域の環境水温の分布, 海洋調査技術, 14(1), 19-26.
- 中辻啓二 (1994) : 大阪湾における残差流系と物質輸送, 水工学シリーズ 94-A-9, 土木学会水理委員会.
- 藤原建紀 (1997) : 淡水影響域におけるエスチュアリー循環流と生物. 物質輸送, 海と空, 73(1), 23-30.
- 水野恵介 (1995) : 大洋規模の海況解析と最適内挿法, 海の研究, 4(3), 187-208.
- 柳哲雄, 井川周三 (1992) : 沿岸海域の残差流の診断モデルー周防灘・伊予灘への適用例ー, 沿岸海洋研究ノート, 30(1), 108-115.
- 現代工学のための変分学入門 (1991) : 篠崎寿夫, 松森徳衛, 吉田正廣著, 現代工学社, 138p.

新名古屋火力発電所 (7,8 号系列) 修正環境影響調査書 環境影響評価書 (1994) : 中部電力株式会社.

5. データ同化手法による実海域鉛直渦動粘性係数の評価

数値予測モデルにおいて、渦動粘性係数、渦動拡散係数、海面および海底摩擦係数などは、半経験的なパラメータであり、モデルの解析結果がこれらのパラメータに依存することも少なくない。例えば、発電所から放出される温排水の3次元拡散予測モデルにおいて、海域流動場の鉛直渦動粘性係数や鉛直渦動粘性係数は解析結果に大きな影響を及ぼす重要なパラメータである。しかしながら、時空間スケールの小さい鉛直流動成分を実海域において精度良く観測することは困難であるため、これらのパラメータについては不明な点が多い。データ同化では、このような不確定なパラメータを、実際の観測値に基づいて精度良く推定することができる。

データ同化によってモデル内のパラメータを推定・評価する場合、一般的に変分法的一种であるアジョイント法が用いられる。アジョイント法によるパラメータ推定は、モデル予測値と観測値の差からなるデータミスフィッツ項にパラメータを更新する項を加えた評価関数を構成し、推定するパラメータ(制御変数)に対する評価関数の勾配を求めて、数値的な反復法によりパラメータを更新していく。通常の変分法では、制御変数に対する評価関数の勾配を求める際の計算負荷が非常に大きくなるが、アジョイント法ではアジョイント方程式を解くことによって、容易に評価関数の勾配を求めることができる(5.1 参照)。アジョイント法によるパラメータ推定の代表的な研究例としては、以下が挙げられる。Panchang and O'Brien(1988)は、鉛直1次元の潮位モデルに対し、水理実験データを同化することによって、海底摩擦係数を推定した。Spitz and Klinck(1988)は、チェサピーク湾の順圧流モデルに対し、潮位データと風のモデルデータを同化する双対実験(後述)を行い、海底摩擦係数、海面抵抗係数、外界の境界条件を推定した。Ullman and Wilson(1998)は、ハドソン川を対象とした潮位モデルに対して、ADCPの観測データを同化し、海底摩擦係数の評価を行った。Yu and O'Brien(1991)は、サルガッソー海における流速計データを同化し、鉛直渦動粘性係数と海面抵抗係数を推定している。ただし、評価関数の重み係数であるガウスの決定定数の設定方法や、実海域におけるパラメータ推定結果の妥当性については、不明な点が多く検討の余地がある。

本章では、実海域における鉛直渦動粘性係数と海面抵抗係数を、アジョイント法を用いた同化モデルによって評価する(坂井, 1999)。アジョイント法では、力学モデルを厳密に満たしながら解の推定を行うため、計算負荷が大きく、またモデル変数が多くなると解析結果の評価が難しくなる。ここでは、アジョイント法によるパラメータ推定の適用性を検討することを第一の目的として、比較的簡易な鉛直1次元非定常エクマン流を対象として、実海域のパラメータ推定を行った。まず、次節でアジョイント法の概略を述べ、次に構築した同化モデルの概略を述べる。続いて、ある条件の下で計算した力学モデルの結果を疑似観測データとして同化する双対実験を行い、構築した同化モデルの基本的特性と、ガウスの決定定数などのパラメータの設定方法について検討する。最後に、福島沖で観測したHFレーダと流速計の観測データを同化することにより、実海域における鉛直渦動粘性係数と海面抵抗係数を推定する。得られた推定結果を、従来の知見などと比較して、本同化モデルの適用性について評価する。

5.1 アジョイント法

予報モデルの初期値やモデル内のパラメータ (u) を制御変数 (control variable) とする評価関数 $\mathcal{J}(u)$ (cost function) に対して, ある力学モデル $\mathcal{F}(w)$ を拘束条件として評価関数を最小化する条件付き変分問題は, 以下のようにラグランジュ関数 $\mathcal{L}(\lambda, w, u)$ を汎関数とする条件無しの変分問題として考えることができる.

$$\mathcal{L}(\lambda, w, u) = \int_t \int_z \{\lambda, \mathcal{F}(w)\} d\zeta d\tau + \mathcal{J}(u) \quad (5-1-106)$$

ただし, λ はラグランジュ未定定数, \mathcal{F} は力学モデルで, 記号 $\{, \}$ は内積を表す. 一般に, 力学モデルは大きな自由度をもつ非線形モデルであることが多く, 上記変分問題を停留条件 (汎関数の第 1 変分 = 0) から評価関数を最小とする制御変数の最適解を求めると膨大な計算時間を要するため, 直接ラグランジュ関数の最小値を求めた方が速くなる (気象データと客観解析, 1990).

ここで, Talagrand and Courtier(1987) にならってアジョイント法の定式化を行う. いま, 予報モデルが

$$\frac{dx}{dt} = F(x) \quad (5-1-107)$$

で表されたとする. このとき, 初期条件を $x(t_0) = u$ とし, 時間区間 $[t_0, t_1]$ で得られている観測値に予報値が近づくように初期値 u を求めることを考える.

予報値と観測値の差を評価関数として, 次式のように与える.

$$\mathcal{J} = \int_{t_0}^{t_1} H[x(t), t] dt \quad (5-1-108)$$

ここで, H は時刻 t における予報値と観測値の差を全空間で積分したものとする.

x の変分ベクトル δx に対する H の第 1 変分は,

$$\delta H = \langle \nabla_x H[x(t), t], \delta x \rangle \quad (5-1-109)$$

となる. ここで, $\nabla_x H$ は x に関する勾配ベクトル, \langle, \rangle は内積を表す. また, δx に対する \mathcal{J} の第 1 変分は,

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{J} &= \int_{t_0}^{t_1} \delta H dt \\ &= \int_{t_0}^{t_1} \langle \nabla_x H[x(t), t], \delta x(t) \rangle dt \end{aligned} \quad (5-1-110)$$

となる. 以後, $H[x(t), t]$ は, $H(t)$ と略記する. 同様に, δu に対する \mathcal{J} の第 1 変分は,

$$\delta \mathcal{J} = \langle \nabla_u \mathcal{J}, \delta u \rangle \quad (5-1-111)$$

ここで, $\nabla_u \mathcal{J}$ を求めるためには, (5-1-110) 式を (5-1-111) 式の形にする必要がある. そこで, 変分 δx を加えた $x + \delta x$ に対する予報方程式を求めると,

$$\frac{d}{dt}(x + \delta x) = F(x + \delta x) \quad (5-1-112)$$

となる．この右辺をテイラー展開すると，

$$F(x + \delta x) = F(x) + \frac{\partial F(x)}{\partial x} \delta x + (\text{高次の項}) \quad (5-1-113)$$

となるので，(5-1-107) 式と (5-1-113) 式より (5-1-112) 式は，

$$\frac{d\delta x}{dt} = \frac{\partial F(x(t))}{\partial x} \delta x = F'(t) \delta x \quad (5-1-114)$$

となり，この式は **tangent linear equation** と呼ばれる．

次に， $t = t_0$ での δx ，すなわち，初期条件の変分 δu で δx を記述することを考える．(5-1-114) 式は， δx に関して線形な一階の連立常微分方程式とみなせるから，その解は，

$$\delta x(t) = R(t, t_0) \delta x(t_0) \quad (5-1-115)$$

すなわち，

$$\delta x(t) = R(t, t_0) \delta u \quad (5-1-116)$$

となる．ここで， $R(t, t_0)$ は，時刻 t と t_0 間のレゾルベントと呼ばれる線形演算子行列である．この R は一般的に次の性質を持つ．

$$R(t, t) = I \quad (5-1-117)$$

I は単位行列である．また，時刻 t_1 と t_0 間にある任意の t と t' に対し，

$$\frac{\partial R(t, t')}{\partial t} = F'(t) R(t, t') \quad (5-1-118)$$

が成り立つ．このとき，(5-1-116) 式を (5-1-110) 式に代入すると，

$$\delta \mathcal{J} = \int_{t_0}^{t_1} \langle \nabla_x H(t), R(t, t_0) \delta u \rangle dt \quad (5-1-119)$$

となり， δx が δu で表現できた．

さて，線形演算子 L があったときに，任意のベクトル X, Z に対して，

$$\langle X, LZ \rangle = \langle L^* X, Z \rangle \quad (5-1-120)$$

が成り立つような演算子 L^* を L の共役演算子 (**adjoint operator**) といい，この演算子の性質を利用する方法がアジョイント法である．(5-1-119) 式において， R のアジョイント演算子 R^* を使うと， δu が t に依存しないので，

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{J} &= \int_{t_0}^{t_1} \langle R^*(t, t_0) \nabla_x H(t), \delta u \rangle dt \\ &= \left\langle \int_{t_0}^{t_1} R^*(t, t_0) \nabla_x H(t) dt, \delta u \right\rangle \end{aligned} \quad (5-1-121)$$

となる．上式と (5-1-111) 式より， \mathcal{J} の u に対する勾配が，

$$\nabla_u \mathcal{J} = \int_{t_0}^{t_1} R^*(t, t_0) \nabla_x H(t) dt \quad (5-1-122)$$

と求められる。しかし、実際には力学モデルの次元が多い場合には R を求めることは困難となる。

そこで、 R は $F'(t)$ によって決まるため、 R^* を求めるには $F'(t)$ のアジョイントである F'^* が必要であると言えるので、(5-1-114) 式に対するアジョイント方程式として

$$-\frac{d\delta'x}{dt} = F'^*(t)\delta'x \quad (5-1-123)$$

を定義する。 $\delta'x$ は、上式により時間を逆向きに t_1 から t_0 まで積分するための変数である。(5-1-123) 式のレゾルベントを $S(t, t')$ とすると、

$$S(t, t) = I \quad (5-1-124)$$

$$-\frac{\partial S(t, t')}{\partial t} = F'^*(t)S(t, t') \quad (5-1-125)$$

となる。このとき、(5-1-114) 式、(5-1-123) 式、および (5-1-120) 式より、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\langle \delta x(t), \delta'x(t) \rangle &= \left\langle \frac{d\delta x(t)}{dt}, \delta'x(t) \right\rangle + \left\langle \delta x(t), \frac{d\delta'x(t)}{dt} \right\rangle \\ &= \langle F'(t)\delta x(t), \delta'x(t) \rangle - \langle \delta x(t), F'^*(t)\delta'x(t) \rangle \\ &= 0 \end{aligned} \quad (5-1-126)$$

であるから、 t_0 から出発して (5-1-114) 式より求めた $\delta x(t)$ と、 t_1 から時間を遡って (5-1-123) 式から求めた $\delta'x(t)$ との内積は時間に関係なく一定となる。

次に、レゾルベント R と S の関係について見ると、(5-1-126) 式より、

$$\langle \delta x(t), \delta'x(t) \rangle = \langle \delta x(t'), \delta'x(t') \rangle \quad (5-1-127)$$

が成り立つ。ここで、上式に対して、

$$\begin{aligned} \text{左辺} &= \langle \delta x(t), S(t, t')\delta'x(t') \rangle \\ &= \langle S^*(t, t')\delta x(t), \delta'x(t') \rangle \end{aligned} \quad (5-1-128)$$

$$\text{右辺} = \langle R(t', t)\delta x(t), \delta'x(t') \rangle \quad (5-1-129)$$

となる。これらを元の式に代入して、

$$S^*(t, t') = R(t', t) \quad (5-1-130)$$

となる。この関係を、(5-1-122) 式に適用すると、

$$\nabla_u \mathcal{J} = \int_{t_0}^{t_1} S(t_0, t) \nabla_x H(t) dt \quad (5-1-131)$$

となる。しかし、上式には、まだレゾルベントが残っているので、実用には向かない。

そこで、(5-1-123) 式に強制項として $\nabla_x H(t)$ を加えた inhomogeneous(非同次) adjoint 方程式を

$$-\frac{d\delta'x}{dt} = F'^*(t)\delta'x + \nabla_x H(t) \quad (5-1-132)$$

と定義する．この方程式により，次式

$$\delta'x(t_0) = \nabla_u \mathcal{J} \quad (5-1-133)$$

が成り立つため， $t = t_1$ を出発点として (5-1-132) 式を時間 t について $t = t_0$ まで逆向きに積分して得られた解 $\delta'x(t_0)$ が求める $\nabla_u \mathcal{J}$ になる．ただし，上式が成り立つためには， $t = t_1$ での初期条件を，

$$\delta'x(t_1) = 0 \quad (5-1-134)$$

に選ぶ必要がある．

この (5-1-133) 式の証明を行う．まず，初期条件 (5-1-134) 式のもとで，(5-1-132) 式を満たす解は，定数変化法により，

$$\delta'x(t) = \int_t^{t_1} S(t, \tau) \nabla_x H(\tau) d\tau \quad (5-1-135)$$

と求められる．これは，上式を (5-1-132) 式に代入することによっても容易に確かめることができる．(5-1-135) 式において $t = t_0$ において，(5-1-131) 式と比べると，(5-1-133) 式が成り立つことがわかる．

以上のアジョイント法による $\nabla_u \mathcal{J}$ の計算手順は以下の通りである．

1. 初期条件 $u(t_0)$ を出発点として (5-1-107) 式により $t = t_1$ までの予報を行う．得られた予報値 $x(t)$ は各時間ステップ毎に保存しておく．
2. $\delta'x(t_1) = 0$ を出発点として，強制項のある非同次アジョイント方程式 (5-1-132) 式を t_1 から t_0 まで時間について逆向きに積分する．このとき， $F'^*(x(t))$ と $\nabla_x H[x(t), t]$ は，手順 1. で保存しておいた予報値と既に得られている観測値から計算できるので， $\delta'x(t_0)$ ，すなわち $\nabla_u \mathcal{J}$ が得られる．

上記によって得られた $\nabla_u \mathcal{J}$ を反復法に適用して，初期値 u の新しい推定値を繰り返し求める．その推定値で，再び手順 (1) と (2) を繰り返し， \mathcal{J} を最小にする u を求める．一般の変分法で直接ラグランジュ関数の勾配を求める場合，格子点数を n 個，変数の数を m 個とすると，各時間ステップ間の逐次計算毎に，合計 $2nm$ 回の計算が必要となるが，アジョイント法では 2 回の計算でよいため，計算時間が大幅に低減される．

5.2 鉛直 1 次元アジョイント同化モデル

本研究では，鉛直 1 次元非定常エクマン流をモデル対象とするため，移流と圧力勾配を考慮できない．第 2 章で述べたように，計算対象である福島沖は，黒潮や親潮など大規模な流動現象の影響を受けると考えられるため，移流と圧力勾配を無視することはできないであろう．ただし，風向きが転向し，直後から一定方向の風が継続するような時期であれば，相対的に移流と圧力勾配の影響が小さいと考えられる．本研究では，このような時期を対象として解析を行った．

5.2.1 データ同化モデルの基礎方程式

鉛直上方を z 軸の正とする，以下の非定常エクマン流モデルを考える．

Conservation of Momentums

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_Z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (5-2-136)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_Z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (5-2-137)$$

ここで， $u(z, t)$ ， $v(z, t)$ ，は水平流速成分， f はコリオリのパラメータ (定数)， $A_Z(z)$ は鉛直渦動粘性係数， g は重力加速度である．

Boundary Conditions

Sea Surface

$$\rho_w A_Z \frac{\partial u}{\partial z} = \rho_a C_D u_a \sqrt{(u_a^2 + v_a^2)} \quad (5-2-138)$$

$$\rho_w A_Z \frac{\partial v}{\partial z} = \rho_a C_D v_a \sqrt{(u_a^2 + v_a^2)} \quad (5-2-139)$$

Sea Bottom

$$A_Z \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma_b u \sqrt{(u^2 + v^2)} \quad (5-2-140)$$

$$A_Z \frac{\partial v}{\partial z} = \gamma_b v \sqrt{(u^2 + v^2)} \quad (5-2-141)$$

ここで， ρ_w は海水の密度， ρ_a は大気密度， C_D は海面抵抗係数， u_a ， v_a は海上風の x ， y 成分， γ_b は海底摩擦係数である．

Initial Conditions

$$u = u_0 \quad (5-2-142)$$

$$v = v_0 \quad (5-2-143)$$

これらの力学モデルに対して，反復法における収束効率を向上させるため，以下の無次元化 (スケーリング) により各制御変数の重みを統一する (Gill *et al.*, 1981)．なお，代表時間 T_f は，Yu and O'Brien(1991) にならって慣性振動のタイムスケールから決めた．

$$\begin{aligned} t' &= \frac{t}{T_f}, & u' &= \frac{u}{U}, & v' &= \frac{v}{U}, \\ z' &= \frac{z}{D}, & A'_Z &= \frac{A_Z}{s_a}, & C'_D &= \frac{C_D}{s_c}, \\ \gamma'_b &= \frac{\gamma_b}{s_b}, & u'_a &= \frac{u_a}{U_a}, & v'_a &= \frac{v_a}{U_a} \end{aligned}$$

ただし，

$$T_f = \frac{1}{f}, \quad U = \left(\frac{\rho_a}{\rho_w} s_c \right) \frac{U_a^2}{\sqrt{s_a f}}, \quad D = \left(\frac{s_a}{f} \right)^{1/2}, \quad s_b = \frac{s_a}{UD}$$

であり, U_a , s_a , s_c は過去の知見などを元に妥当な基準値を選ぶ. このとき, 無次元化された基礎式, 境界条件, および初期条件は以下ようになる.

$$\frac{\partial u'}{\partial t'} - v' = \frac{\partial}{\partial z'} \left(A'_z \frac{\partial u'}{\partial z'} \right) \quad (5-2-144)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} + u' = \frac{\partial}{\partial z'} \left(A'_z \frac{\partial v'}{\partial z'} \right) \quad (5-2-145)$$

$$A'_z \frac{\partial u'}{\partial z'} = C'_D u'_a \sqrt{(u'_a)^2 + (v'_a)^2} \quad (z' = 0) \quad (5-2-146)$$

$$A'_z \frac{\partial v'}{\partial z'} = C'_D v'_a \sqrt{(u'_a)^2 + (v'_a)^2} \quad (z' = 0) \quad (5-2-147)$$

$$A'_z \frac{\partial u'}{\partial z'} = \gamma'_b u' \sqrt{(u')^2 + (v')^2} \quad (z' = -\frac{H_0}{D}) \quad (5-2-148)$$

$$A'_z \frac{\partial v'}{\partial z'} = \gamma'_b v' \sqrt{(u')^2 + (v')^2} \quad (z' = -\frac{H_0}{D}) \quad (5-2-149)$$

$$u' = u'_0 \quad (t' = 0) \quad (5-2-150)$$

$$v' = v'_0 \quad (t' = 0) \quad (5-2-151)$$

ただし, H_0 は全水深である. これ以降, 無次元化記号' は省略して表記する.

ここで, u_0 (u の初期値), v_0 (v の初期値), A_z , C_D , γ_b を制御変数とする以下の評価関数を考える.

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(u, v, u_0, v_0, A_z, C_D, \gamma_b) = & \frac{1}{2} K_u \int_t \int_z (u - \hat{u})^2 d\zeta d\tau + \frac{1}{2} K_v \int_t \int_z (v - \hat{v})^2 d\zeta d\tau \\ & \frac{1}{2} K_{u0} T \int_z (u_0 - \bar{u}_0)^2 d\zeta + \frac{1}{2} K_{v0} T \int_z (v_0 - \bar{v}_0)^2 d\zeta \\ & + \frac{1}{2} K_a T \int_z (A_z - \bar{A}_z)^2 d\zeta + \frac{1}{2} K_c T H (C_D - \bar{C}_D)^2 \\ & + \frac{1}{2} K_b T H (\gamma_b - \bar{\gamma}_b)^2 \end{aligned} \quad (5-2-152)$$

ただし, \hat{u} , \hat{v} は観測値, \bar{u}_0 , \bar{v}_0 , \bar{A}_z , \bar{C}_D , $\bar{\gamma}_b$ はモデル・パラメータの推定値, K_u , K_v , K_{u0} , K_{v0} , K_a , K_c , K_b はガウスの決定定数, T と H は全積分時間および積分距離の無次元パラメータである. ガウスの決定定数は, 各項の評価関数への寄与を決める重みで, 計算の収束性および解に影響を及ぼす (Panchang and O'Brien, 1988). この定数は, 4.1.3 で述べた同化手法の基本概念である線形不偏最適推定理論における誤差分散の逆数に相当する. しかし, 各項の誤差分散の値が不明なため, 本研究では各項のオーダー評価などによって試行錯誤的に定数を決定することとした.

このとき, (5-2-152) 式に対して, (5-2-144) 式と (5-2-145) 式を強い拘束条件 (Sasaki, 1970) とするラグランジュ関数は,

$$\mathcal{L} = \mathcal{J} + \int_t \int_z \lambda_u \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} - v - \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} d\zeta d\tau + \int_t \int_z \lambda_v \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + u - \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} d\zeta d\tau \quad (5-2-153)$$

となる。ただし、 $\lambda_u(z, t)$, $\lambda_v(z, t)$ はラグランジュの未定定数である。このときラグランジュ関数が最小値を持つための必要条件 $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u} = 0$ に対して、部分積分を施すことにより、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u} &= K_u \int_t \int_z (u - \hat{u}) d\zeta d\tau + \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \int_z [\lambda_u u]_0^T d\zeta - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial t} u d\zeta d\tau \right\} \\
&\quad + \int_t \int_z \lambda_v d\zeta d\tau - \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \int_t \left[\lambda_u A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{D}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} A_z \frac{\partial u}{\partial z} d\zeta d\tau \right\} \\
&= K_u \int_t \int_z (u - \hat{u}) d\zeta d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial t} d\zeta d\tau + \int_t \int_z \lambda_v d\zeta d\tau \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \int_t \left[u A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{D}}^0 d\tau - \int_t \int_z u \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) d\zeta d\tau \right\} \\
&= K_u \int_t \int_z (u - \hat{u}) d\zeta d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial t} d\zeta d\tau + \int_t \int_z \lambda_v d\zeta d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) d\zeta d\tau \\
&= \int_t \int_z \left\{ K_u (u - \hat{u}) - \frac{\partial \lambda_u}{\partial t} + \lambda_v - \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) \right\} d\zeta d\tau \\
&= 0
\end{aligned} \tag{5-2-154}$$

となり、

$$\frac{\partial \lambda_u}{\partial t} - \lambda_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) = K_u (u - \hat{u}) \tag{5-2-155}$$

という変数 u に対する随伴方程式が得られる (Thacker and Long, 1988)。ただし、この随伴方程式を導出する際の部分積分において、以下の境界条件を用いた (Schröter *et al.*, 1993)。

$$\frac{\partial \lambda_u}{\partial z} = \lambda_u = 0 \quad \text{at} \quad z = 0, -\frac{H}{D} \tag{5-2-156}$$

$$\lambda_u = 0 \quad \text{at} \quad t = 0, T \tag{5-2-157}$$

同様にして、変数 v に対する随伴方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \lambda_v}{\partial t} + \lambda_u + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} \right) = K_v (v - \hat{v}) \tag{5-2-158}$$

同じく、ラグランジュ関数が最小値を持つための必要条件 $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u_0} = 0$ より、

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial u_0} = \int_z \left\{ \frac{\partial \lambda_u}{\partial t} - \lambda_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) \right\} \Big|_{t=0} d\zeta \tag{5-2-159}$$

となる。このとき、(5-2-152) より、

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial u_0} = K_{u0} T \int_z (u_0 - \tilde{u}_0) d\zeta \tag{5-2-160}$$

であるから、(5-2-159) 式と比較して、

$$u_0 = \tilde{u}_0 + \frac{1}{K_{u0} T} \left\{ \frac{\partial \lambda_u}{\partial t} - \lambda_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) \right\} \Big|_{t=0} \tag{5-2-161}$$

となる。

同様に, $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v_0} = 0$ より,

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial v_0} = \int_z \left\{ \frac{\partial \lambda_v}{\partial t} + \lambda_u + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} \right) \right\} \Big|_{t=0} d\zeta \quad (5-2-162)$$

となる. このとき, (5-2-152) から,

$$v_0 = \bar{v}_0 + \frac{1}{K_{v0}T} \left\{ \frac{\partial \lambda_v}{\partial t} + \lambda_u + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \right) \right\} \Big|_{t=0} \quad (5-2-163)$$

となる.

また, $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_z} = 0$ より,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial A_z} &= \frac{\partial}{\partial A_z} \int_t \int_z \left\{ \lambda_u \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \lambda_v \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} d\zeta d\tau \\ &= \frac{\partial}{\partial A_z} \left\{ \int_t \left[\lambda_u A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{2}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} A_z \frac{\partial u}{\partial z} d\zeta d\tau \right. \\ &\quad \left. + \int_t \left[\lambda_v A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{2}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} A_z \frac{\partial v}{\partial z} d\zeta d\tau \right\} \\ &= - \int_t \int_z \left(\frac{\partial \lambda_u}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z} \right) d\zeta d\tau \end{aligned} \quad (5-2-164)$$

となる. このとき, (5-2-152) より,

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial A_z} = K_a T \int_z (A_z - \bar{A}_z) d\zeta \quad (5-2-165)$$

であるから, (5-2-164) 式と比較して,

$$A_z = \bar{A}_z - \frac{1}{K_a T} \int_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} \right) d\tau \quad (5-2-166)$$

となる.

さらに, $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial C_D} = 0$ より,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial C_D} &= \frac{\partial}{\partial C_D} \int_t \int_z \left\{ \lambda_u \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \lambda_v \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} d\zeta d\tau \\ &= \frac{\partial}{\partial C_D} \left\{ \int_t \left[\lambda_u A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{2}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} A_z \frac{\partial u}{\partial z} d\zeta d\tau \right. \\ &\quad \left. + \int_t \left[\lambda_v A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{2}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} A_z \frac{\partial v}{\partial z} d\zeta d\tau \right\} \\ &= \int_t \left(\lambda_u|_{z=0} u_a \sqrt{(u_a^2 + v_a^2)} + \lambda_v|_{z=0} v_a \sqrt{(u_a^2 + v_a^2)} \right) d\tau \end{aligned} \quad (5-2-167)$$

となる. (5-2-152) より,

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial C_D} = K_c T H (C_D - \bar{C}_D) \quad (5-2-168)$$

であるから,

$$C_D = \bar{C}_D + \frac{1}{K_c T H} \cdot \int_t \left(\lambda_u|_{z=0} u_a \sqrt{(u_a^2 + v_a^2)} + \lambda_v|_{z=0} v_a \sqrt{(u_a^2 + v_a^2)} \right) d\tau \quad (5-2-169)$$

が得られる.

最後に, $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \gamma_b} = 0$ より,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \gamma_b} &= \frac{\partial}{\partial \gamma_b} \int_t \int_z \left\{ \lambda_u \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \lambda_v \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} d\zeta d\tau \\
&= \frac{\partial}{\partial \gamma_b} \left\{ \int_t \left[\lambda_u A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{2}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_u}{\partial z} A_z \frac{\partial u}{\partial z} d\zeta d\tau \right. \\
&\quad \left. + \int_t \left[\lambda_v A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{-\frac{H}{2}}^0 d\tau - \int_t \int_z \frac{\partial \lambda_v}{\partial z} A_z \frac{\partial v}{\partial z} d\zeta d\tau \right\} \\
&= - \int_t \left(\lambda_u u \sqrt{(u^2 + v^2)} + \lambda_v v \sqrt{(u^2 + v^2)} \right) \Big|_{z=-\frac{H}{2}} d\tau \quad (5-2-170)
\end{aligned}$$

となり, (5-2-152) より,

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \gamma_b} = K_b T H (\gamma_b - \tilde{\gamma}_b) \quad (5-2-171)$$

であるから,

$$\gamma_b = \tilde{\gamma}_b - \frac{1}{K_b T H} \cdot \int_t \left(\lambda_u u \sqrt{(u^2 + v^2)} + \lambda_v v \sqrt{(u^2 + v^2)} \right) \Big|_{z=-\frac{H}{2}} d\tau \quad (5-2-172)$$

となる.

よって, 9つの未知数 $u(z, t)$, $v(z, t)$, $u_0(z)$, $v_0(z)$, $A_z(z)$, C_D , γ_b , $\lambda_u(z, t)$, $\lambda_v(z, t)$ に対し, (5-2-144) 式, (5-2-145) 式, (5-2-155) 式, (5-2-158) 式, (5-2-161) 式, (5-2-163) 式, (5-2-166) 式, (5-2-169) 式, および (5-2-172) 式の9つの式を連立させて解けばよいことになる. しかし実際には, (5-2-161) 式, (5-2-163) 式, (5-2-166) 式, (5-2-169) 式, (5-2-172) 式の代わりに, (5-2-159) 式, (5-2-162) 式, (5-2-164) 式, (5-2-167) 式, (5-2-170) 式から得られる評価関数の勾配を適当な降下法に代入して数値反復的に解の修正を行い, 解の収束効率の向上が図られる. なお, パラメータ \tilde{u}_0 , \tilde{v}_0 , \tilde{A}_z , \tilde{C}_D , $\tilde{\gamma}_b$, T , H , K_u , K_v , K_{u0} , K_{v0} , K_a , K_c , および K_b を計算開始時に予め決めておく必要があるが, これらのパラメータは解析結果に大きな影響を及ぼすため, その設定には注意を要する. また, 随伴方程式のプログラミングに当たっては, (5-2-155) 式, (5-2-158) 式を離散化すると解の精度が悪くなる (Courtier and Talagrand, 1987, Thacker, 1988). 随伴方程式の離散化形を算出する方法としては, 正接線型方程式 (tangent linear model) から求める方法 (Talagrand, 1991) と, ラグランジュの未定定数を用いる方法 (Thacker and long, 1988) がある. 前者の正接線型方程式の解説については蒲地 (1994) や Spitz (1995) に詳しい. また, 近年, 離散化した力学モデルのコードをメールで送ると, 自動的に正接線型方程式によるアジョイントコードを生成して返送してくれる TAMC (Tangent linear Adjoint Model Compiler) と呼ばれるメールウェアも開発されている (Giering, 1999). ただし現状では, 大規模なモデルに対しては, プログラムを切り分けて処理する必要があること, プログラムとして冗長な部分があること, 自動変換されない部分もあるためマニュアル補正が欠かせないなどの課題がある (新家ら, 2001). 本研究では, 後者のラグランジュの未定定数を用いる方法により, 離散化した力学モデルから直接アジョイント方程式の離散式を求めた (坂井, 1998).

5.2.2 降下法

データ同化モデルの解の収束性および計算負荷に対して、用いる降下法の収束効率が大きく影響するため、様々な降下法の収束性を比較した研究も行われている (Navon and Legler, 1987). 本研究では, Shanno and Phua(1980) による共役勾配法を降下法として用いた.

Shanno and Phua によるアルゴリズムは, 記憶容量の少ない準ニュートン法を共役勾配法に拡張したものである. いま, $\mathbf{x}^m = (A_{z_1}^m, \dots, C_D^m, \gamma_b^m)$, $\mathbf{g}^m = (\nabla_{A_{z_1}^m} \mathcal{J}, \dots, \nabla_{C_D} \mathcal{J}, \nabla_{\gamma_b} \mathcal{J})$ とおくと, Shanno and Phua's の降下法は以下ようになる.

$$\mathbf{x}^m = \mathbf{x}^{m-1} + \alpha^m \mathbf{p}^m \quad (m = 1, 2, \dots, M) \quad (5-2-173)$$

$$\mathbf{p}^m = -\mathbf{g}^m + \beta_1^{m-1} \mathbf{p}^{m-1} + \beta_2^{m-1} \mathbf{y}^{m-1} \quad (5-2-174)$$

$$\mathbf{y}^{m-1} = \mathbf{g}^m - \mathbf{g}^{m-1} \quad (5-2-175)$$

$$\beta_1^{m-1} = -\alpha^{m-1} \left[\left(1 + \frac{\mathbf{y}^{m-1T} \mathbf{y}^{m-1}}{\alpha^{m-1} \mathbf{p}^{m-1T} \mathbf{y}^{m-1}} \right) \cdot \frac{\mathbf{p}^{m-1T} \mathbf{g}^m}{\mathbf{p}^{m-1T} \mathbf{y}^{m-1}} - \frac{\mathbf{y}^{m-1T} \mathbf{g}^m}{\alpha^{m-1} \mathbf{p}^{m-1T} \mathbf{y}^{m-1}} \right] \quad (5-2-176)$$

$$\beta_2^{m-1} = \frac{\mathbf{p}^{m-1T} \mathbf{g}^m}{\mathbf{p}^{m-1T} \mathbf{y}^{m-1}} \quad (5-2-177)$$

ただし, \mathbf{x}^0 は制御変数の初期値とし, $\mathbf{p}^1 = -\mathbf{g}^1$, すなわち初期の探索ベクトル \mathbf{p}^1 は最急降下法 (steepest descent method) と同じにとる (非線形最適化プログラミング, 1991). また, α は探索幅で, 以下の粗い直線探索より求める.

$$-\mu_1 \nu^i \mathbf{p}^{mT} \mathbf{g}^m < \mathcal{J}(\mathbf{x}^m) - \mathcal{J}(\mathbf{x}^m + \nu^i \mathbf{p}^m) \quad (5-2-178)$$

$$\frac{\mathbf{p}^{mT} \mathbf{g}'^m}{\mathbf{p}^{mT} \mathbf{g}^m} < \mu_2 \quad (5-2-179)$$

ここで, \mathbf{g}'^m は,

$$\mathbf{x}'^m = \mathbf{x}^{m-1} + \nu^i \mathbf{p}^m \quad (5-2-180)$$

で表される $\mathbf{x}'^m = (A_{z_1}'^m, \dots, \gamma_b'^m)$ に対する勾配ベクトル $\mathbf{g}'^m = (\nabla_{A_{z_1}'^m} \mathcal{J}, \dots, \nabla_{\gamma_b}' \mathcal{J})$ である. また, 本研究では, $\mu_1 = 0.0001$, $\mu_2 = 0.9$ とした. (5-2-178) 式と (5-2-179) 式の両方の条件を満たす場合, $\alpha^m = \nu^i$ とし, 満たさない場合は, $\nu^{i+1} = \frac{\nu^i}{2}$, $i = i + 1$ として, 再び条件を満たすまで直線探索を繰り返す.

5.3 双対実験結果

ここでは, 実観測データを同化する前に, 様々な計算条件が同化結果に及ぼす影響 (データ同化モデルの感度) を検討する. 本節では, ある条件のもとで計算した解析結果 (コントロール・ラン) を仮想観測データとみなして同化する双対実験 (Identical Twin Experiment) を実施し, 制御変数の初期値, 同化時間間隔, 同化空間間隔, および同化期間が解の収束性に及ぼす影響について調べた.

双対実験の計算条件を有次元で示すと、以下の通りとなる。

$$\begin{aligned}
 T &= 30(\text{days}), & H &= 25(\text{m}), \\
 \Delta t &= 150(\text{sec}), & \Delta z &= 1(\text{m}), \\
 \rho_w &= 1.026 \times 10^3(\text{kg/m}^3), & \rho_a &= 1.2(\text{kg/m}^3), \\
 f &= 8.84 \times 10^{-5}(\text{s}^{-1}), & U_a &= 5.0(\text{m/s}), \\
 s_a &= 4.0 \times 10^{-3}(\text{m}^2/\text{s}), & s_c &= 1.2 \times 10^{-3}
 \end{aligned}$$

ただし、 T は同化期間である。外力である風は、周期 1 日、南北振幅 5.0m/s、東西振幅 2.0m/s のサイクリックな場として設定した。ガウスの決定定数の設定方法については、式 (5-2-152) の各項の誤差分散が不明なため、試行錯誤的に最適な値を設定することとした。なお、Panchang and O'Brien(1988) は、反復計算における収束率を基準として、ガウスの決定定数を随時変化させる手法を採用しているが、ガウスの決定定数の変化率の設定方法が不明であったため、本計算では反復過程を通じてガウスの決定定数を一定値とした。また、力学モデルと随伴方程式を反復計算する最大回数 (M) については、各数値実験の制御変数の数と同じに設定した (共役勾配法の定理)。

5.3.1 制御変数の初期値の影響

まず、鉛直渦動粘性係数 (A_z) のみを制御変数とした同化モデルに対して、ガウスの決定定数、および制御変数の初期値が解の収束性に及ぼす影響について検討した。表 5.1 に計算ケースを示す。真値である鉛直渦動粘性係数の分布形として、図 5.1 に示す 3 タイプ (Type A, B, C) を想定した。ガウスの決定定数 K_u , K_v は同値として任意の範囲で変化させた (以降 K_{uv} と表記)。

図 5.2(a), (b) に Case 1b, Case 1d の鉛直渦動粘性係数の推定値と真値、および初期値を示す。なお、反復回数は最大 25 回であり、図中の凡例には各ケースでの最終反復回数 (計算が打ち切られたときの回数) を m25 などのように記した。最初の反復計算 (Step0) においては、流速の誤差成分以外の評価関数項が 0 となるため、このときの評価関数の勾配ベクトルの大きさ $|g_0|$ 、および評価関数の大きさ J_0 を基準値として各反復計算時の値をそれぞれで規格化し、収束判定基準とした。なお、評価関数の全ての項が定義される 2 回目の反復計算は、反復回数 2 (Step1) と定義した。図 5.2(a) より、Case 1b, Case 1d の A_z の推定値は、 $K_{uv}=0.1$ のとき表層の精度がやや悪くなるが、他のケースではいずれも真値と良く一致し、Case 1a についても同様の傾向を示した。一方、図 5.2(b) より、初期値を大きくした Case 1d では、 K_{uv} に係わらず下層で A_z の誤差が大きくなっており、 K_{uv} の値を少し変化させるだけで計算が不安定になりやすくなった。Case 1c に関しては、本ケースの K_{uv} の範囲内では、いずれも良い結果を示した。図 5.3(a) に Case 1b に対する $K_{uv}=10$ の時の反復過程における A_z の変化、図 5.3(b) に収束判定ノルム $|g|/|g_0|$ と J/J_0 の変遷を示す。図 5.3(b) より、反復回数 25 回目ではほぼ収束していることが確認できる。

Case 2 については、Case 2b, Case 2c は K_{uv} の値に係わらず良い結果となった。Case 2a では、いずれの K_{uv} についても A_z の分布形が振動しており推定誤差が大きくなった。Case 2d はいずれの K_{uv} に対しても、下層で誤差が大きくなった。Case 3 についても、Case 2 とほぼ同様の傾向であった。

表5.1 計算ケース(制御変数の初期値の影響)

Case	A_z Type	Initial Value	Precision Moduli		Obs. Intervals		Obs. Term
		$A_z(\text{m}^2/\text{s})$	K_u, K_v	K_a	$\Delta t(\text{sec})$	$\Delta z(\text{m})$	$T(\text{day})$
Case 1a	A	3.0×10^{-4}	0.1, 1, 10, 100	1	150	1	30
Case 1b	A	1.0×10^{-3}	0.1, 1, 10, 100	1	150	1	30
Case 1c	A	2.0×10^{-3}	1, 10, 100, 1000	1	150	1	30
Case 1d	A	3.0×10^{-3}	5, 10, 20, 50	1	150	1	30
Case 2a	B	3.0×10^{-4}	1, 10, 20, 30	1	150	1	30
Case 2b	B	2.0×10^{-3}	0.1, 1, 10, 20	1	150	1	30
Case 2c	B	4.0×10^{-3}	5, 10, 50, 100	1	150	1	30
Case 2d	B	6.0×10^{-3}	50, 100, 500, 1000	1	150	1	30
Case 3a	C	3.0×10^{-4}	1, 10, 100, 1000	1	150	1	30
Case 3b	C	1.0×10^{-3}	1, 10, 100, 1000	1	150	1	30
Case 3c	C	2.0×10^{-3}	1, 10, 100, 1000	1	150	1	30
Case 3d	C	3.0×10^{-3}	10, 100, 1000, 10000	1	150	1	30

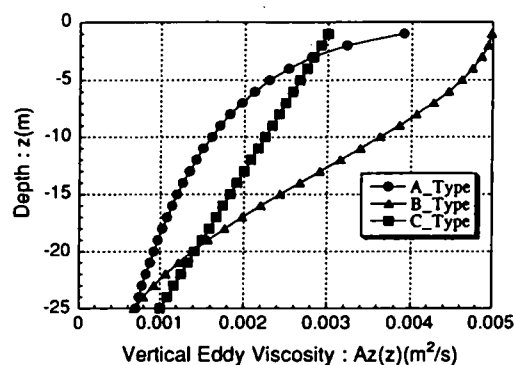


図5.1 双対実験に用いた鉛直渦動粘性係数の分布

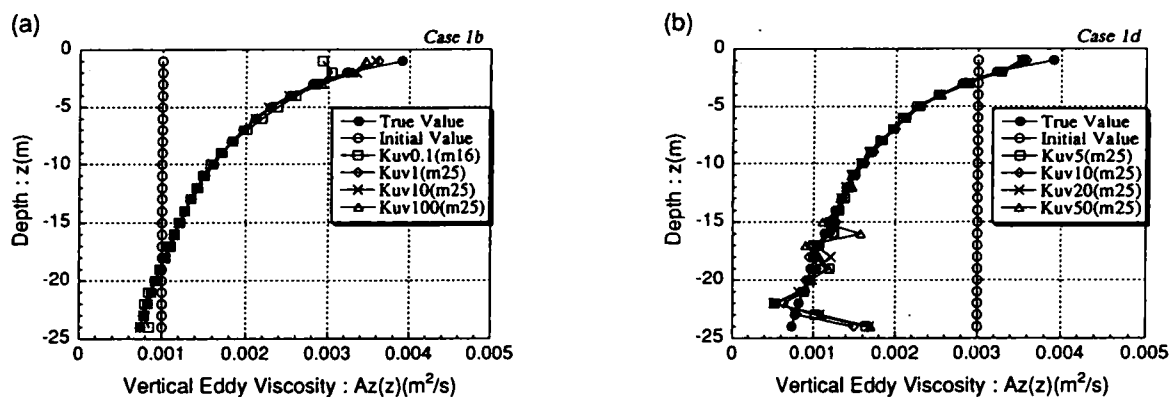


図5.2 鉛直渦動粘性係数の推定結果(Case 1b, Case 1d)

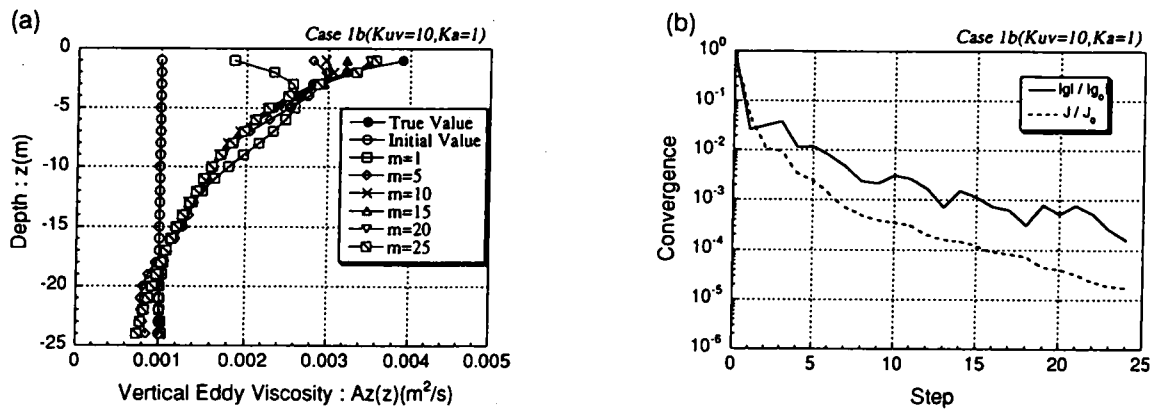


図5.3 鉛直渦動粘性係数と収束判定ノルムの変化(Case 1b)

表5.2 計算ケース(制御変数の時・空間間隔の影響)

Case	A_z Type	Init. Value	Precision Moduli		Obs. Interval		Obs. Term
		$A_z(m^2/s)$	K_u, K_v	K_a	$\Delta t(sec)$	$\Delta z(m)$	$T(day)$
Case 4a	A	1.0×10^{-3}	10	1	600	1	30
Case 4b	A	1.0×10^{-3}	10	1	3600	1	30
Case 4c	A	1.0×10^{-3}	10	1	10800	1	30
Case 4d	A	1.0×10^{-3}	10	1	21600	1	30
Case 4e	A	1.0×10^{-3}	10	1	43200	1	30
Case 4f	A	1.0×10^{-3}	10	1	86400	1	30
Case 5a	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	2	30
Case 5b	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	5(0,-5,-10,-15,-20m)	30
Case 5c	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	5(-1,-6,-11,-16,-21m)	30
Case 5d	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	5(-4,-9,-14,-19,-24m)	30
Case 5e	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	Only Surface	30
Case 5f	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	Interpolated Case 5c	30
Case 5g	A	1.0×10^{-3}	10	1	150	Case 5c & Surface	30

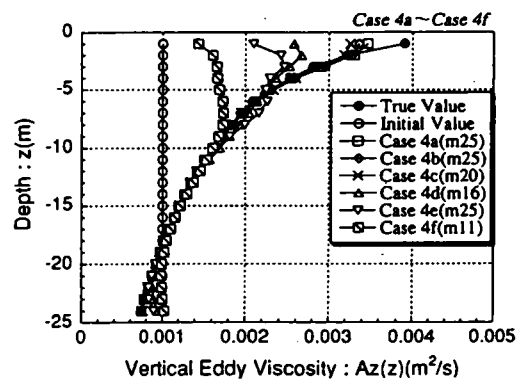


図5.4 鉛直渦動粘性係数の推定結果(Case 4a～Case 4f)

以上の結果、制御変数の初期値は真値より大きく設定しすぎると計算が不安定となって推定誤差が大きくなるため、初期値は過去の知見などを元にできるだけ妥当な値、もしくはそれより小さく設定する必要があることが確認された。

5.3.2 同化時間間隔の影響

前項と同じく A_z のみを制御変数とする同化モデルに対して、観測データの時間的な同化間隔が解の収束性に及ぼす影響について考察した。表 5.2 に示す計算ケースの内、Case 4 はデータの時間間隔を変化させたケースである。図 5.4 に Case 4 の全ケースの最終的な A_z の推定値を示す。図 5.4 より、同化時間間隔が 10800 秒 (3 時間) では良好な結果であるのに対し、21600 秒 (6 時間) 以上になると推定誤差が大きくなり収束性も悪くなっている。これより、外力が 24 時間周期であることを考えると、実際の観測データを同化する場合、データの時間密度は外力の代表的な時間変動スケールに対して、1/8 倍程度以下の短い時間間隔のデータを用いる必要があると判断できる。

5.3.3 同化空間間隔による影響

同じく A_z のみを制御変数とする同化モデルに対して、データの空間間隔を変化させた Case 5 の結果について見る。Case 5a~Case 5e に対する A_z の最終的な推定値の分布を図 5.5(a) に、Case 5c とそれを修正した Case 5f と Case 5g の A_z の最終推定値の分布を図 5.5(b) に示す。また、Case 5f に対する収束判定指標 $|g|/|g_0|$, $\mathcal{J}/\mathcal{J}_0$ の変化を図 5.5(c), 図 5.5(d) に示す。図 5.5(a) より、2m 間隔で同化した Case 5a, 表層から 5m 間隔で同化した Case 5b は良好な結果を示しているが、1m ないし 4m 以深を 5m 間隔で同化した Case 5c, Case 5d は推定誤差が大きいことがわかる。また、表層のみを同化した Case 5e は、上層の結果は良いが、中～下層で誤差が大きくなっている。図 5.5(b) より、Case 5c に対して線形に内・外挿して観測データを補間した Case 5f, および Case 5c に対して表層を加えた Case 5g は、Case 5c に比べて結果が改善されていることがわかる。Case 5f より Case 5g の方が良い結果となっているのは、内・外挿の際に生じる誤差の影響と考えられる。

以上より、外力として風を考慮するモデルでは、表層データを同化することが重要であることがわかった。また、線形内挿などによってデータを補間して同化する場合、内挿誤差により不適切な解へと収束する可能性があるので注意を必要とすることが確認された。

5.3.4 同化期間による影響

制御変数として A_z の他に、流速の初期値 u_0 , v_0 を加えて同化実験を実施した (表 5.3 の Case 6)。Case 6a, Case 6b では $K_{u0} = K_{v0} = 0.001$ で良好な解が得られたが、その他は推定精度が悪くなった。Case 6 と同様のモデルに対して、同化期間を変えて、その影響について検討した (Case 7)。図 5.6 に Case 7 の全ケースの最終的な A_z の推定値を示す。図 5.6 より、同化期間が 1 日以下の場合にやや底面付近で A_z の推定精度が悪くなるが、ほぼ全ケースで良好な結果となっており、1 日より長い同化期間を設定すれば良いことが確認された。

次に、制御変数として海面抵抗係数 C_D を加えた場合 (Case 8), C_D と海底摩擦係数 γ_b を加えた場合 (Case 9) の同化実験を行った。Case 8a は $K_c = 0.1$ と $K_c = 1$ のとき、海底付近でやや誤

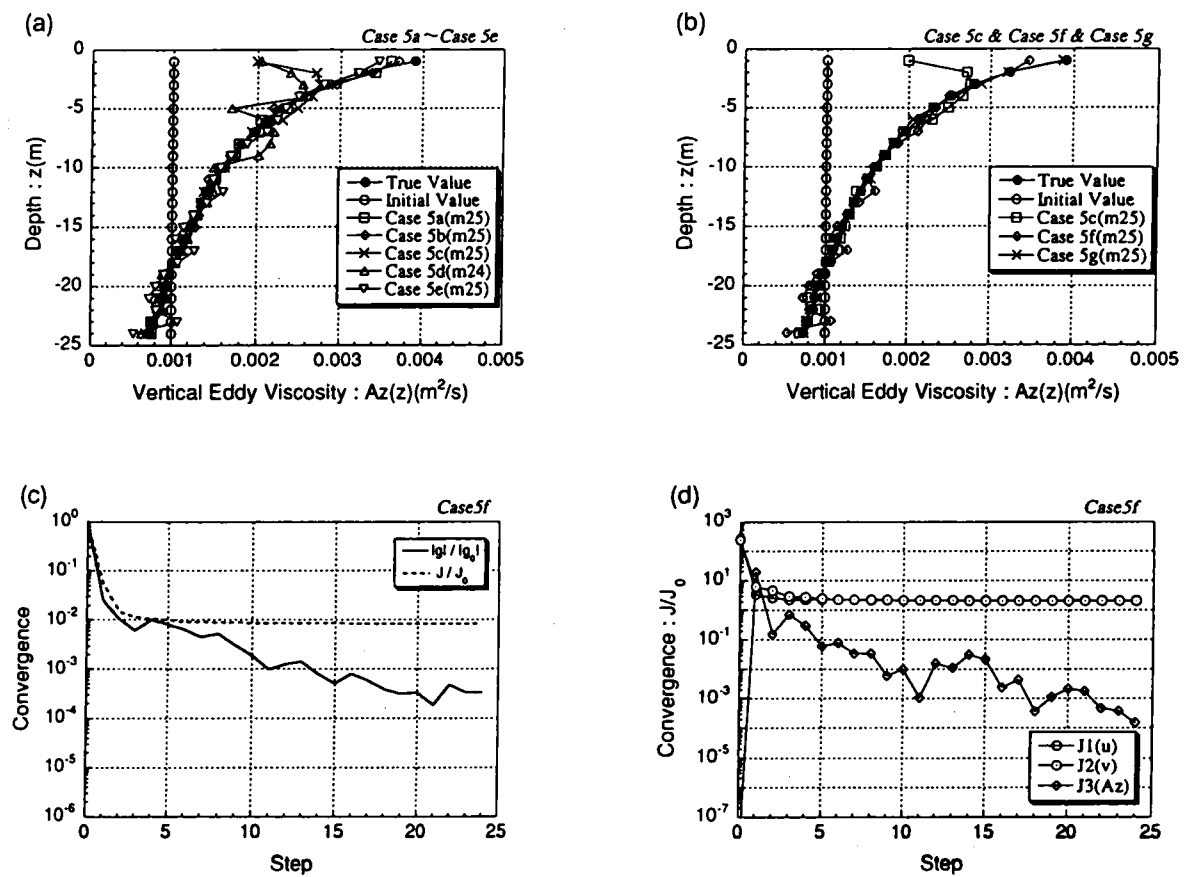


図 5.5 鉛直渦動粘性係数の推定結果と収束判定ノルムおよび評価関数の変化(Case 5)

表 5.3 計算ケース(データ同化期間の影響)

Case	Initial Value				Precision Moduli($K_u, K_v=10, K_a=1$)			Obs. Term
	$A_z(m^2/s)$	$u_0, v_0(m/s)$	C_D	γ_b	K_{u0}, K_{v0}	K_c	K_b	
Case 6a	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001, 0.01, 0.1	0	0	30
Case 6b	1.0×10^{-3}	1.0×10^{-1}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001, 0.01, 0.1	0	0	30
Case 7a	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001	0	0	15
Case 7b	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001	0	0	10
Case 7c	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001	0	0	5
Case 7d	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001	0	0	1
Case 7e	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001	0	0	0.5
Case 8a	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	5.0×10^{-4}	2.6×10^{-3}	0.001	0.1, 1, 10	0	30
Case 8b	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.0×10^{-3}	2.6×10^{-3}	0.001	0.1, 1, 10	0	30
Case 9a	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.0×10^{-3}	1.0×10^{-3}	0.001	1	0.1, 1, 10	30
Case 9b	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-2}	1.0×10^{-3}	2.0×10^{-3}	0.001	1	0.1, 1, 10	30

A_zType : A
 Δt : 150(sec)
 Δz : 1(m)

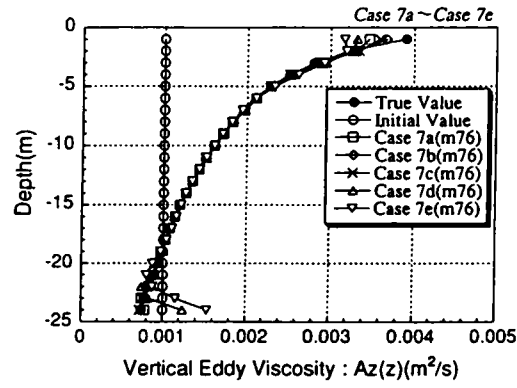


図 5.6 鉛直渦動粘性係数の推定結果(Case 7a~Case 7e)

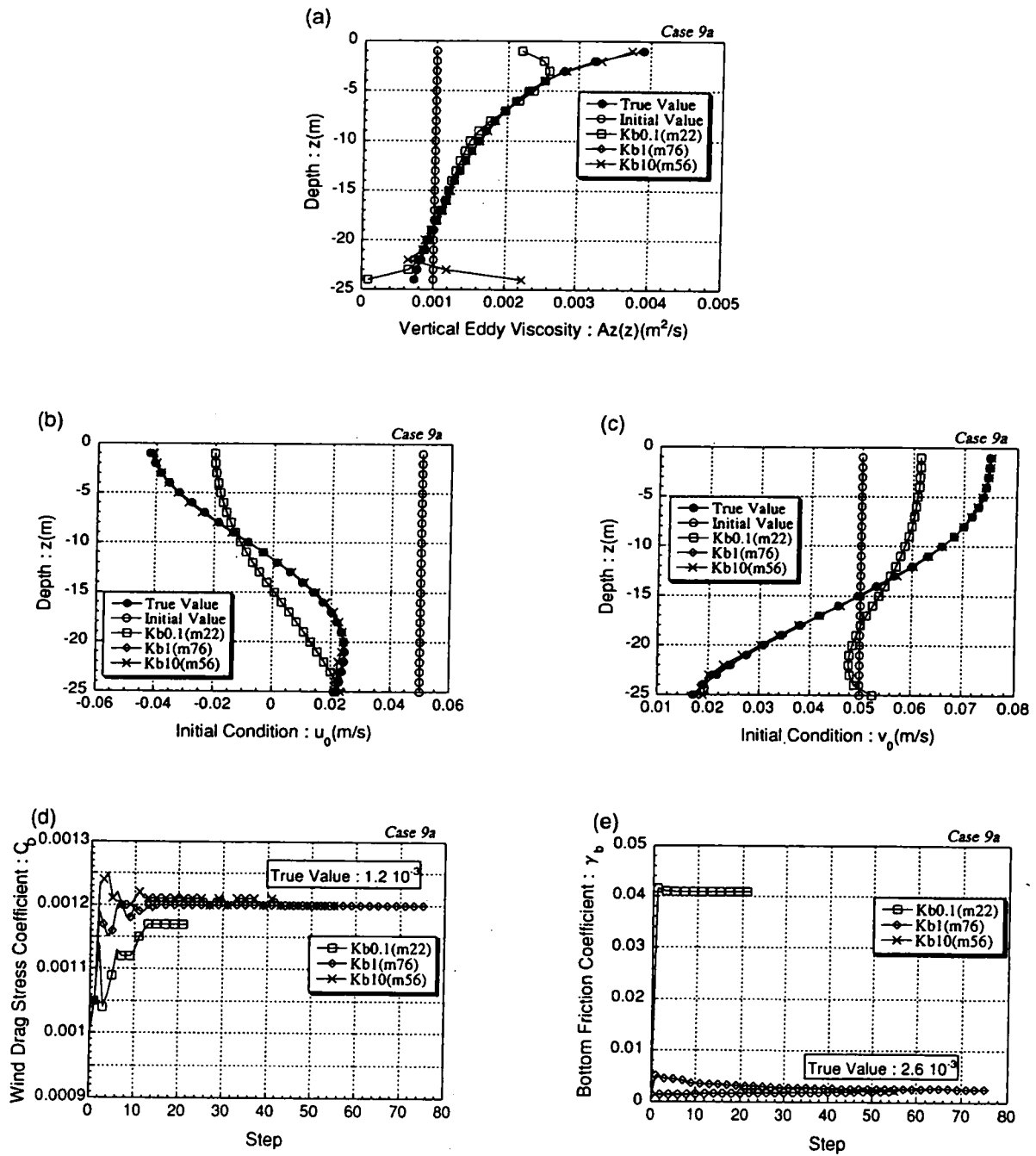


図 5.7 各制御変数の推定結果(Case 9a)

差があるもののほぼ良好な結果となったが、 $K_c = 10$ の場合は大きく真値からずれた。Case 8a より真値に近い C_D の初期値を与えた Case 8b では、 $K_c = 1$ と $K_c = 10$ のとき良い結果となったが、 $K_c = 0.1$ ではやや誤差が大きくなった。Case 9a に対する各制御変数の推定分布を図 5.7(a)～(e) に示す。図 5.7 より、解析結果はガウスの決定定数の影響を強く受け、 $K_b = 1$ の場合は良好な結果となっている。

5.4 福島沖における同化計算結果

本節では、1993 年 3 月に福島県沖合い約 4km の地点において、インペラー流速計 (P-RCM) により 15 分間隔で観測した流速データ (−2m, −5m, −10m 層)、および HF レーダによって観測された 2 時間間隔の表層流速データ (−0.5m 層) を同化した結果について述べる。

5.4.1 現地観測の概要およびデータ処理

3.1 節で述べたように、HF レーダの中心周波数は 24.515MHz であるため、それと共鳴する海面波の波長は 6.11m となる。よって、Stewart and Joy(1974) によれば、HF レーダによる海流の測定水深は、約 0.5m 程度と考えられる。ただし、同化計算上においては、水深方向の空間刻みを $\Delta z = 1m$ としたため、HF レーダの観測値は −1m のデータとして同化した。また、本観測点の水深が約 25m であるのに対して、実観測データは水深 10m までしかないので、前節の Case 5 の検討結果から、下層のパラメータの推定精度が悪くなると考えられる。よって、ここでは、計算する領域を表層から水深 12m までとし、それ以降は Free-Slip 条件にして海底摩擦を考慮しない力学モデルを対象に同化計算を実施した。その際、計算の安定性を考えて、コリオリ項の離散化については陰解法を用いた。

5.4.2 鉛直渦動粘性係数の推定結果

表 5.4 に計算ケースを示す (case 10)。5.2 節で述べたように、同化計算期間の選定に当たっては、風向きが転向して、その直後から一定方向の風が継続するような時期を選んだ。選んだ期間は、微弱な南東～東向きの風が、平均 5.0m/s 程度の北風に転向して 3 月 28 日～29 日の 2 日間継続している時期とした (図 5.8 参照)。制御変数の初期値は、 $u_0 = v_0 = 5.0 \times 10^{-2}(m/s)$ 、 $A_z = 1.0 \times 10^{-3}(m^2/s)$ 、 $C_D = 1.0 \times 10^{-3}$ とし、ガウスの決定定数は、前節 Case 8 の結果を参考にして予備計算を行い、最適値として最終的に $K_u = 1$ 、 $K_v = 0.1$ 、 $K_a = K_c = 1$ 、 $K_{u0} = K_{v0} = 0.0001$ とした。Case 8 の双対実験では、外力である風の南北成分と東西成分の振幅比は 5:2 であったが、本同化期間の実際の風データから求めた両成分の rms の比は 3.6:1 であり、この振幅比の違いの影響により、 K_v を K_u に対して 1 オーダー小さくした方が良い結果になったと考えられる。また、 K_a 、 K_c は双対実験の場合と同じ値であるのに対して、 K_u 、 K_v 、 K_{u0} 、 K_{v0} は 1 オーダー小さく設定した方が良好な結果となったが、これは双対実験と違い、実海域の流動現象が風以外の外力成分の影響を受けていると考えられるため、前者に対して後者の誤差が相対的に大きくなったことが要因と考えられる。

図 5.9(a)～(e) に Case 10a～Case 10e に対する A_z の推定値、 C_D の推定値、初期値 u_0 、 v_0 の推定

表5.4 計算ケース(実データの同化)

Case	Obs. Data
Case 10a	HF Radar(-1m)
Case 10b	C.M.(-2, -5, -10m)
Case 10c	HF Radar(-1m) & C.M.(-2m)
Case 10d	HF Radar(-1m) & C.M.(-2, -5, -10m)
Case 10e	Interpolated Case 10d

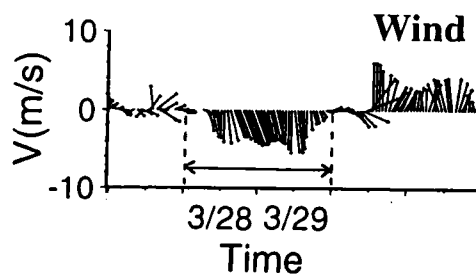


図5.8 実データ観測期間中の風分布

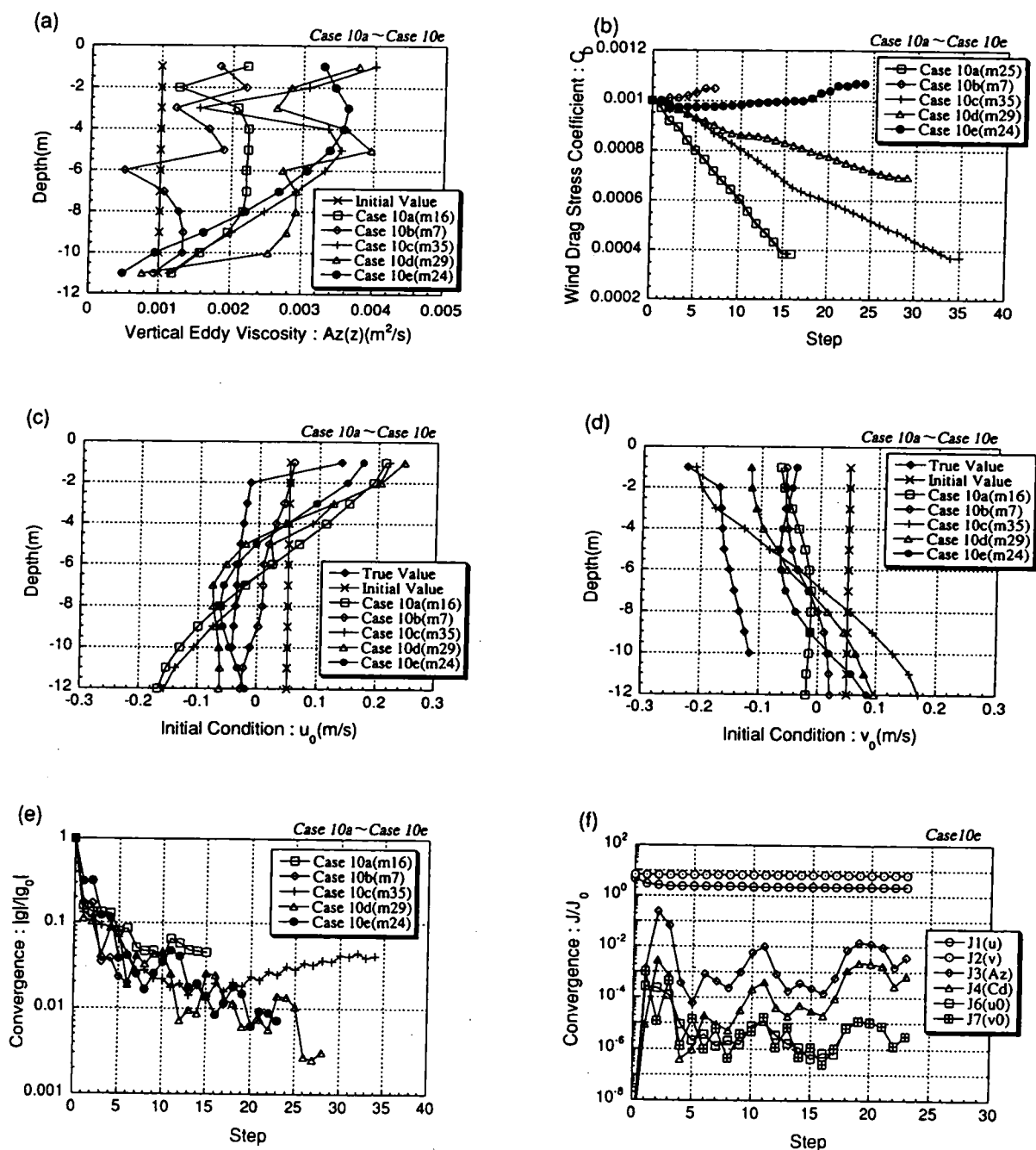
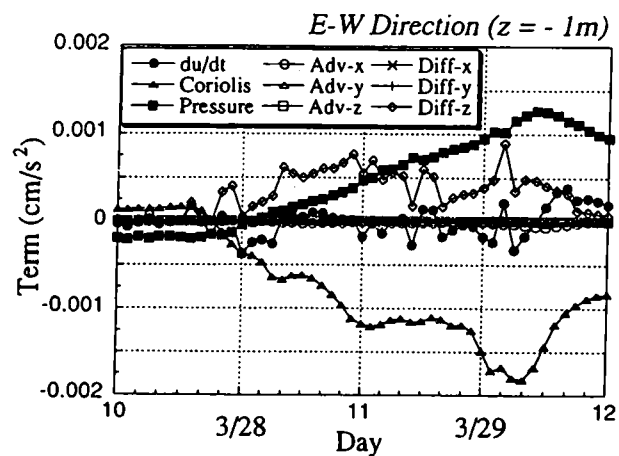


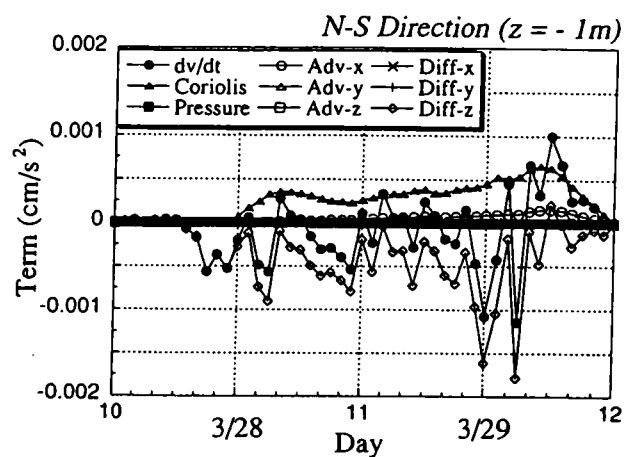
図5.9 各制御変数の推定結果と収束判定ノルムおよび評価関数の各項の変化(Case 10)

値、および収束判定指標 $|g|/|g_0|$ の結果を示す。また、図 5.9(f) は、Case10e に対して、式 (5-2-152) における評価関数の各項 ($J1(u), J2(v), \dots, J7(v_0)$) の変化を示している。図 5.9(e) より、Case 10d と Case 10e の収束率が良いことがわかる。ただし、図 5.3(b) や図 5.5(c) などの双対実験結果と比べると、2 オーダー程度収束率が悪くなっている。収束率の良い Case10d と Case 10e の 2 ケースについて、図 5.9(a) における A_z の推定結果を見てみると、観測データのある層のみを同化した Case 10d は、観測データのある層とない層で値が大きく振動しているが、観測データを各層に内挿して同化した Case 10e は、ほぼ連続した分布形となっており、水深 3m 付近で A_z は最大となっている。Case 10e における A_z の推定結果は、過去の知見とほぼ同程度のオーダーとなっており、また図 5.9(b) に示した Case 10e に対する C_D の推定結果も、過去の知見とほぼ同程度となっている。これまで実態調査が困難であった A_z に対して、図 5.9(a) に示したような A_z の鉛直分布を詳細に推定できることは、データ同化の大きな利点の 1 つと言える。次に、図 5.9(c), (d) に示した流速の初期値の推定結果について見てみると、Case 10e の u_0 と v_0 の推定結果は、真値 (同化開始時刻の 1 ステップ前の実観測データを真値と定義した) に対して、絶対値については差があるものの、両者の鉛直分布形は良く一致していることがわかる。図 5.9(f) より、Case 10e における評価関数の各項の変化について見ると、反復過程全般において流速の観測値に関する項 $J1(u), J2(v)$ が他の項より大きい。前節の図 5.5(d) に示した Case5f の双対実験結果では、 $J1(u), J2(v)$ の値は $J3(A_z)$ に対して $10^2 \sim 10^3$ 倍程度であったのに対し、本ケースでは $10^3 \sim 10^4$ 倍程度となっている。このように、実観測データを同化したケースは、双対実験結果と比べて、(1) 評価関数の流速に関する項が他の項より 1 オーダー程度大きい、(2) 収束率が 2 オーダー程度悪い、および (3) 流速初期値の推定結果と真値にやや差がある結果となった。これらの原因としては、実観測データでは本モデルでは再現できない圧力成分や移流成分が含まれていることが考えられ、これらの成分が本モデルではノイズ (誤差) となって解析結果に影響していると考えられる。

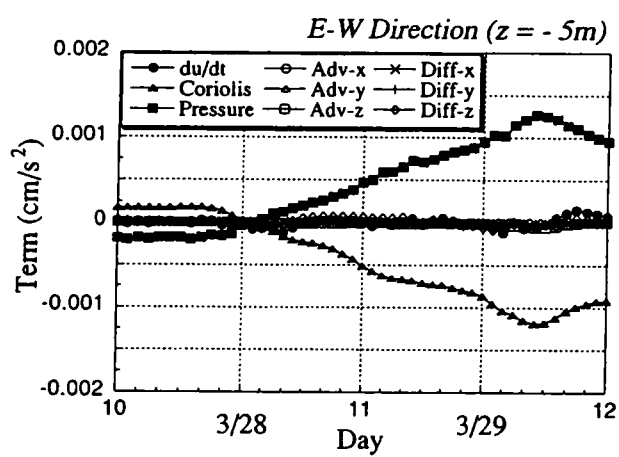
そこで、これらの誤差成分について考察するために、本海域の海岸地形および海底地形を簡単に模擬した準 3 次元モデルに対して、図 5.8 の風を外力として与え、測点 St.c10 における運動方程式中の各項のオーダー評価を行った。なお、本海域では潮汐の影響が小さいため、外境界における潮位は設定しなかった。水深 1m と 5m の結果を、図 5.10(a)~(d) に示す。図 5.10(a) より、水深 1m における東西方向の運動方程式では、時間の経過とともに圧力項が大きくなっており、最終的にはコリオリ項、圧力項、鉛直渦動粘性項、時間変化項の順に値が大きく、水平渦動粘性項および移流項は無視できる程度となっている。一方、図 5.10(b) より、南北方向の運動方程式については、鉛直渦動粘性項、コリオリ項、時間変化項の順に大きく、非定常エクマン流モデルではほぼ流況を再現できていることがわかる。図 5.10(c), (d) より、水深 5m では東西方向については、ほぼ地衡流バランスとなっており、南北方向は各項の値が非常に小さくなっているが、非定常エクマン流で再現できることがわかる。以上の結果、本海域では、東西方向の運動方程式において、水位勾配による圧力項の影響が無視できないことがわかった。ただし、圧力項は水深によらずほぼ同様の大きさに順圧的に時間変化している。よって、本同化モデルで推定したパラメータを定量的に



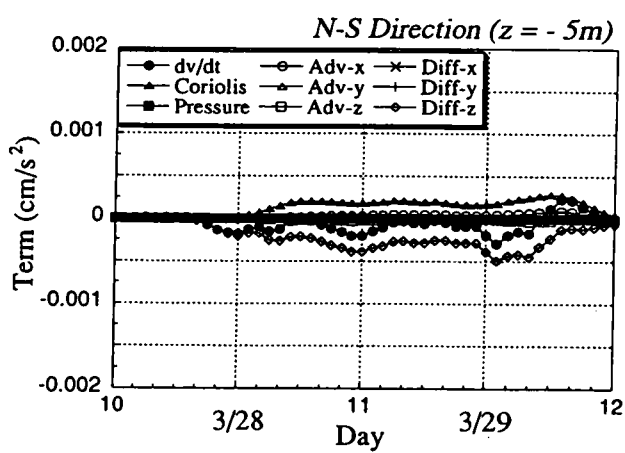
(a)



(b)



(c)



(d)

図 5.10 準 3 次元モデルにおける運動方程式中の各項のオーダー比較(福島沖)

評価することには注意が必要であるが、鉛直渦動粘性係数の鉛直分布形については、定性的に意味を持つ結果であると考えられる。

5.5 結語

鉛直1次元非定常エクマン流モデルを対象としたアジョイント法によるデータ同化モデルにより、物理パラメータの推定を行い、以下の点が明らかになった。

1. 双対実験結果

- (a) 制御変数が増えると、解析結果は同化計算開始時の制御変数の初期値の影響を強く受けるため、初期値は過去の知見や観測結果などを元により良い値に設定することが重要である。
- (b) 同化データの時間間隔は、力学モデルの外力成分の代表時間に対して、1/8 倍程度以下の短いデータを用いる必要がある。
- (c) 風を外力とする同化モデルの場合、同化データとしては特に表層のデータが重要である。
- (d) データの同化期間は、本モデルの場合、外力の代表時間スケール程度以上であればよいことがわかった。
- (e) 違う特性のパラメータの制御変数が混在する場合は、特にガウスの決定定数に同化結果が強く依存した。

2. 実観測データの同化結果

- (a) 推定した A_z と C_D の値は、それぞれ $1.0 \times 10^{-3} \sim 3.0 \times 10^{-3} (m^2/s)$ 、 1.1×10^{-3} となり、過去の観測結果などとはほぼ同程度となった。
- (b) 同化計算を実施しても評価関数における流速の誤差成分は大きいままであった。これは本モデルでは東西(岸沖)方向の圧力項を考慮できないためと考えられる。
- (c) 実測による評価が困難な鉛直渦動粘性係数などの半経験的な物理パラメータに対して、その空間分布などを力学モデルと観測データに則して推定できるアジョイント法は、非常に有効な手法であることが確認された。

以上の結果、同化モデルにより、実海域において実態調査の困難な鉛直渦動粘性係数などの物理パラメータを推定できる見通しが得られた。ただし、推定したパラメータの定量的な評価を行うためには、基本となる力学モデルの高度化を図ることが重要と考えられる。近年、地球シミュレーターや並列計算機の登場など、計算機的能力が飛躍的に向上しており、高精度な3次元沿岸流動モデルなどに対するアジョイント法による同化モデルなども可能になってくるであろう。その場合、高精度なアジョイントモデルに対して、本章で得られた簡易な力学モデルに対する知見は、同化モデルの設計やパラメータ設定に対して有用である。

参考文献

- Das, S. K. and R. W. Lardner (1991) : *On the estimation of parameters of hydraulic models by assimilation of periodic tidal data*, J. Geophys. Res., 96(C8), 15,187-15,196.
- Courtier, P. and O. Talagrand (1987) : *Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. Part II : Numerical results*, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 113, 1,329-1,348.
- Giering, R. (1999) : *Tangent linear and Adjoint Model Compiler*, Users Manual 1.4.
- Lewis, J. K., I. Shulman and A. F. Blumberg (1998) : *Assimilation of Doppler radar current data into numerical ocean models*, Continental Shelf. Res., 18, 541-559.
- Navon, I. M. and D. M. Legler (1987) : *Conjugate-gradient methods for large-scale minimization in meteorology*, Mon. Wea. Rev., 115, 1,479-1,502.
- Panchang, V. G. and J. J. O'Brien (1988) : *On the determination of hydraulic model parameters using the adjoint state formulation*, Modeling Marine System, I, CRC Press, 5-18.
- Sasaki, Y. (1970a) : *Some basic formalisms in numerical variational analysis*, Mon. Weather Rev., 98, 875-883.
- Schröter, J., U. Seiler and M. Wenzel (1993) : *Variational assimilation of Geosat data into an eddy-resolving model of the Gulf Stream Extension area*. J. Phys. Oceanogr., 23, 925-953.
- Shanno, D. F. and K. H. Phua (1980) : *Remark on algorithm 500-a variable method subroutine for unconstrained nonlinear minimization*. ACM Trans. on Mathematical Software, 6, 618-622.
- Spitz, Y. H. (1995) : *A feasibility study of dynamical assimilation of tide gauge data in the Chesapeake Bay*. Ph.D. dissertation, Old Dominion Univ., Norfolk, Va., 167p.
- Spitz, Y. H. and J. M. Klinck (1998) : *Estimation of bottom and surface stress during a spring-neap tide cycle by dynamical assimilation of tide gauge observation in the Chesapeake Bay*. J. Geophys. Res., 103, C6, 12,761-12,782.
- Stewart, R. H. and J. W. Joy (1974) : *HF radio measurements of surface currents*, Deep-Sea Res., 21, 1,039-1,049.
- Talagrand, O. and P. Courtier (1987) : *Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation I : Theory*, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 113, 1,311-1,328.
- Talagrand, O. (1991) : *The use of adjoint equations in numerical modeling of the atmospheric circulation*, SIAM, Automatic Differentiation: Theory, Implementation, and Application, A. Griewanek and G. Corliss, Eds., SIAM, Philadelphia, PA, 169-180.
- Thacker, W. C. (1988) : *Three lectures on fitting numerical models to observations*, GKSS 87/E/65, GKSS-Forschungszentrum, Geesthacht GmbH.
- Thacker, W. C. and R. B. Long (1988) : *Fitting dynamics to data*, J. Geophys. Res., 93, C2, 1,227-1,240.

- Ullman, D. S. and R. E. Wilson (1998) : *Model parameter estimation from data assimilation modeling : Temporal and spatial variability of the bottom drag coefficient*, J. Geophys. Res., 103(C3), 5,531-5,549.
- Yu, L. and J. J. O'Brien (1991) : *Variational estimation of the wind stress drag coefficient and the oceanic eddy viscosity profile*, J. Phys. Oceanogr., 21, 709-719.
- 蒲地政文 (1994) : 変分法による随伴方程式を用いたデータ同化作用について, ながれ, 13, 440-451.
- 坂井伸一 (1998) : データ同化手法による実海域鉛直渦動粘性係数の評価: アジョイント法を用いた鉛直 1 次元モデルの適用, 電力中央研究所報告, U98036.
- 坂井伸一 (1999) : 鉛直 1 次元同化モデルによるパラメータ評価の試み, 水工学論文集, 43, 839-844.
- 新家利彦, 高橋桂子, 馬場金司, 堀内一敏, 杉浦望美, 増田周平, 淡路敏之 (2001) : 同化システムの設計にあたって, 月刊海洋, 33(2), 124-129.
- 気象データと客観解析 (1990) : 気象庁予報部, 数値予報課報告, 別冊第 36 号, 131p.
- 非線形最適化プログラミング (1991) : ASNOP 研究会編, 日刊工業新聞社, 205p.

6. 結論

本研究では、広域観測データである衛星リモートセンシングと海洋レーダの観測データを用いて沿岸流動解析を行った。またこれらのリモートセンシングデータをデータ同化モデルに応用した沿岸流動モデルによる解析を実施し、他の観測データ等との比較から、沿岸流動モデルの妥当性について検証した。本研究で得られた主要な結論は、以下の通りである。

1. 衛星リモートセンシングによる広域流動解析

(a) NOAA/AVHRR の熱赤外画像による流況推定

- i. 時間的に連続する NOAA/AVHRR の熱赤外データを用いて水塊の移動速度を算出するテンプレート法により、広域流動場の解析を行った。熊野灘の黒潮分枝流のフロントの移動、日本海の対馬第3分枝流の極前線付近の水塊の移動を捉えることができた。前者の移動速度は、30cm/s～35cm/s 程度、後者は 10cm/s～20cm/s 程度であった。
- ii. 日本海において、約 12 時間間隔の連続 3 シーンの NOAA/AVHRR 画像と約 24 時間間隔の連続 2 シーンの NOAA/AVHRR 画像を用いてテンプレート法を適用した結果、両者による水塊の最終的な移動先はほぼ同一地点になり、本海域ではどちらのデータもテンプレート法には有効であることが確認された。
- iii. 約 1 週間間隔の NOAA/AVHRR 画像を用いて、黒潮系の暖水舌と親潮第一貫入の動きを画像判読し、流速計による沿岸観測結果との対応を見た結果、両者の変動結果は良い対応を示し、本海域の沿岸流況は沖合流況と密接な関係にあることが示唆された。
- iv. 約 24 時間間隔の NOAA/AVHRR 画像を用いてテンプレート法を適用した結果、沿岸流速観測地点に最も近いテンプレートの移動速度は、テンプレートサイズが約 25km 四方の時は約 8.4cm/s で南南西方向へ移動し、テンプレートサイズが約 13km 四方の時は約 6cm/s で南南西方向へ移動する結果となった。同時期の沿岸流速観測結果の 24 時間平均値は南南東に約 2.5cm/s となり、テンプレート法による解析結果は沿岸流速の観測結果と概ね一致することが確認された。

(b) TOPEX/POSEIDON の高度計データによる地衡流解析

- i. TOPEX/POSEIDON の海面高度データを用いて、不確定なジオイドデータを用いることなく海面力学高度の絶対値を推定する手法を提案した。
- ii. 本解析手法により求めた海面力学高度の時間平均成分を気候値より力学計算により求めた平均海面力学高度場と比較した結果、本手法で求めた海面力学高度場には気候値では見られない黒潮続流の急峻な海面力学高度勾配と複雑に蛇行する様子が再現された。

- iii. 各サイクル毎に得られた海面力学高度の平面分布と同じ期間の漂流ブイの軌跡を比較した結果、黒潮続流の主流域では海面力学高度の等値線に沿って移動する漂流ブイが多く存在し、本手法の妥当性が示され、また本領域において地衡流近似が精度良く成り立っていることが確認された。
- iv. 漂流ブイが軌道を通過する交点において、海面力学高度から求めた軌道と直交する方向の地衡流成分と、同方向の漂流ブイの移動速度成分とを比較した結果、全データ (138 サンプル) に対する相関係数は 0.83, 回帰直線の傾き 0.45, 切片 -1.09cm/s, 標準誤差 17.4cm/s となり、観測時刻や観測層の違いを考慮すると、両者は良く対応していると考えられる。

2. 海洋レーダによる沿岸流動解析

(a) HF レーダによる福島沖観測

- i. HF レーダと水深 2m に設置した流速計の観測結果を比較した結果、水深が 20m 以上で両視線交差角が 100° 程度の 4 測点では、流速、流向の相関係数の平均値はそれぞれ 0.86, 0.88 となり、それぞれの rms 差の平均は約 8.4cm/s, および 45° となった。
- ii. 流向の推定精度が流速に比べて悪い原因は、HF レーダの速度分解能が 4.78cm/s と流速計の分解能約 2.0cm/s に比べ粗いことによると考えられ、流速が小さいほど相対的に精度が悪くなった。
- iii. 表層流速は風に対して平均で約 6 時間遅れて最も相関が高く、相関係数は 0.3~0.4 程度であった。
- iv. 表層流速パターンの時系列変動と気圧配置変動を比較した結果、本海域を西から東へ発達した低気圧が通過する時期に強い南流が 2~3 日継続して現れた。同海域の 1 日~数日程度の流速変動は、大気の変動とそれに伴う親潮と黒潮フロントの変動の影響を強けていることが示唆された。
- v. 流動パターンとしては、南流が卓越パターン、北流が卓越するパターン、両者が転流するパターンの 3 通りに分けられ、北流が卓越するときは、岸沖方向で流動パターンが変わり、岸側では発散モードが支配的であり、また負の渦度が支配的であった。

(b) VHF レーダによる伊勢湾観測

- i. VHF レーダの観測結果と 2 定点における水深 1 m と 2m 層の流速計の観測結果とを比較した結果、両測点とも水深 2 m 層より 1m 層の流速計との相関が良く、相関係数 0.7~0.9 となった。
- ii. 水深 1m 層の流速計との統計解析結果において、東側海域の測点では標準誤差が約 5cm/s であったのに対し、西側海域の測点では約 10cm/s と悪くなった。西側海域

では、流向変動が激しく流速も小さいため、両計測器の時空間的なデータ取得方法の違いや VHF レーダの観測性能 (限界) による影響が大きくなるため考えられる。

- iii. 本海域の表層流動パターンを分類した結果、1 日を通じて全体的に南流が卓越している場合 (パターン A) と、1 日で時計回りに 1 周する場合 (パターン B) とに大別できることがわかった。パターン A は強い北～北西風が継続する時期に多く、パターン B は弱風の時期に多く見られた。
- iv. 30 日間を平均した残差流のパターンは、河川流動および吹送流の影響により、全体的に南流～南西流パターンとなった。

(c) DBF レーダによる伊勢湾観測

- i. DBF レーダの観測結果と 2 定点における水深 1 m と 2m 層の流速計の観測結果とを比較した結果、両測点とも水深 1m 層の流速計とは相関係数が 0.7～0.8 と良い対応を示したが、2m 層の流速計との比較では相関係数が 0.4～0.7 と 1m 層に比べ悪くなった。
- ii. 測点別に見ると、東側海域の St.2 の方が相関がやや高く、標準誤差は 5cm/s～7cm/s 程度と、西側海域の St.1 の標準誤差 9cm/s～10cm/s 程度に比べて良い結果となった。
- iii. DBF レーダの観測データと ADCP による流速の鉛直分布との比較から、本海域湾奥部では、風、河川水、潮汐の力学バランスにより、流動場の鉛直構造は、時・空間的に複雑に変化していることが確認され、短時間観測が可能な DBF レーダは、複雑に変化する内湾域の表層流動構造の解明に寄与することが確認された。

3. データ同化手法による 3 次元沿岸流動解析

(a) 3 次元流動場解析データ同化モデル

- i. 同化モデルの基礎となる力学モデルは、潮汐、風、河川密度流を再現する準 3 次元モデルであり、連続式、運動方程式、および塩分の輸送方程式から成る。
- ii. データ同化手法としてナッジングを用い、DBF レーダの観測値とモデル予報値の差からなるせん断力を外力として加え、3 次元流動場の精度向上を図った。

(b) 同化計算結果

- i. 観測データを時間ステップ毎に時間内挿して同化したケースで表層流動場の結果が大きく改善された。同化なしのケースでは最大 14cm/s 程度あった rms 差が、ナッジング関数を 10^{-1} として時間内挿して同化したケースでは、最大 4cm/s 程度に減少した。
- ii. 時間内挿に対する効果は大きく、空間フィルターの効果はなかった。これは、もともとモデルと観測データの空間分解能が近く、一方観測データの時間分解能はモデルの計算ステップに対して粗いことが要因と考えられる。

- iii. 最上層～2m 付近の流速分布について、本同化モデルの結果と観測結果は良い対応を示した。ただし、木曽三川前面の測点 B と C においては、観測結果の u 成分において見られる表層から中層にかけての S 字型の流速分布を再現できなかった。また、西側海域の測点 A、および B では、 u 成分の下層付近の再現性が悪かった。
- iv. いずれの測点においても、データ同化をしない場合に比べて、同化計算の方が結果を改善する傾向となり、本モデルによって表層付近の流動場を改善できることが確認された。
- v. 同化計算により、ADCP の観測結果で見られた表層から中層にかけて反時計回りに流向が変化する傾向が再現された。

4. データ同化手法による実海域鉛直渦動粘性係数の評価

(a) 双対実験結果

- i. 鉛直 1 次元非定常エクマン流モデルを対象としたアジョイント法によるデータ同化モデルを構築し、疑似観測データを同化する双対実験を実施した。
- ii. 制御変数が増えると、解析結果は同化計算開始時の制御変数の初期値の影響を強く受けるため、初期値は過去の知見や観測結果などを元により良い値に設定することが重要である。
- iii. 同化データの時間間隔は、力学モデルの外力成分の代表時間に対して、 $1/8$ 倍程度以下の短いデータを用いる必要がある。
- iv. データの同化期間は、本モデルの場合、外力の代表時間スケール程度以上であればよいことがわかった。
- v. 違う特性のパラメータの制御変数が混在する場合は、特にガウスの決定定数に同化結果が強く依存した。

(b) 実観測データの同化結果

- i. 推定した A_z と C_D の値は、それぞれ $1.0 \times 10^{-3} \sim 3.0 \times 10^{-3} (m^2/s)$ 、 1.1×10^{-3} となり、過去の観測結果などとはほぼ同程度となった。
- ii. 同化計算を実施しても評価関数における流速の誤差成分は大きいままであった。これは本モデルでは東西 (岸沖) 方向の圧力項を考慮できないためと考えられる。
- iii. 実測による評価が困難な鉛直渦動粘性係数などの半経験的な物理パラメータに対して、その空間分布などを力学モデルと観測データに則して推定できるアジョイント法は、非常に有効な手法であることが確認された。

謝辞

最後に、本研究を行うにあたり、著者の大学生時代から今日に至るまで、終始懇切なご指導・ご教示を賜った京都大学大学院 工学研究科 土木工学専攻 河川工学研究室の細田尚助教授に深く感謝の意を表します。また、京都大学防災研究所 水災害研究部門 都市耐水分野の井上和也教授には、本論文をまとめるにあたり貴重なご助言・ご指導、および励ましの言葉をいただきました。ここに、深く感謝いたします。

本研究の実施にあたり、(財)電力中央研究所 加藤正進我孫子研究所長には、研究全般にわたってご支援をいただきました。元(財)電力中央研究所 水理部長の白砂孝夫氏、元(財)電力中央研究所 環境科学部長の片野尚明氏、ならびに元(財)電力中央研究所 環境科学部長の荒木洋氏には、本研究に着手する際に多くのご助言をいただきました。(財)電力中央研究所 我孫子研究所の丸山康樹環境科学部長と田中伸和流体科学部長には、本論文をまとめるにあたり、多くのご助言と励ましの言葉をいただきました。(財)電力中央研究所の角湯正剛 CS 推進室グループマネージャー、研究企画部の宮永洋一上席研究員、水鳥雅文上席研究員、流体科学部の平口博丸上席研究員、環境科学部の松梨史郎上席研究員、仲敷憲和上席研究員には、本論文の全般にわたって、貴重なご助言をいただきました。ここに、重ねて感謝の意を表します。また、著者が1989年に(財)電力中央研究所に入所以来所属した環境科学部ならびに流体科学部(旧水理部)の方々には、本研究全般にわたるご支援と激励をいただきましたことを、ここに深く感謝いたします。

TOPEX/POSEIDON のデータ解析、および表層漂流ブイのデータ解析に関して、国土交通省 気象庁 気象研究所の柴田彰氏、倉賀野連氏にご指導・ご協力いただきました。海洋レーダによる観測、解析に関して、(独法)通信総合研究所の藤井智史氏、大野裕一氏、灘井章嗣氏、佐藤健治氏、ならびに黒岩博司氏にご助言・ご指導いただきました。また、データ同化手法全般について、北海道大学大学院 地球環境科学研究科の池田元美教授、京都大学大学院 理学研究科の淡路敏之教授、東海大学 海洋学部の久保田雅久教授、および国土交通省 気象庁 気象研究所 海洋研究部の蒲地政文氏をはじめとする「データ同化夏の学校」参加者の方々に、多くのご助言とご指導をいただきました。ここに、心より感謝の意を表します。

VHF レーダ、および DBF レーダによる現地観測に際しては、中部電力株式会社の杉山陽一氏に多大なるご協力をいただきました。データ同化における随伴法の解析手順については、地球フロンティア研究システムの宮澤泰正氏にご助言いただきました。TOPEX/POSEIDON, HF レーダ, VHF レーダ、および DBF レーダのデータ解析、ならびにデータ同化モデルのプログラミングに関しては、(株)電力計算センターの田口富貴子氏にご協力いただきました。また、NOAA/AVHRR のデータ解析に当たっては、元(株)電力計算センターの山口智子氏にご協力いただきました。伊勢湾流動モデルのプログラミングに関しては、(株)アーク情報システムの名古屋靖一郎氏にご助言をいただきました。ここに関係者の皆様に、重ねて感謝の意を表します。

最後に、本研究をまとめるにあたり、心身共に著者を支えてくれた家族、および多くの友人に感謝いたします。